

AB
1988

EX 10018

9

UNIVERSITE DE MONS-HAINAUT

FACULTE DES SCIENCES

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051763

ETUDE DE LA DYNAMIQUE
DES INTERACTIONS
PROTON-PROTON A $\sqrt{s}=26$ GeV

THESE PRESENTEE POUR
L'OBTENTION DU GRADE DE
DOCTEUR EN SCIENCES
PAR
JEAN-LOUIS BAILLY
SOUTENUE LE 2 JUIN 1988

A Annie

REMERCIEMENTS

J'adresse mes remerciements au Professeur V.P. Henri pour m'avoir accueilli dans son Service et aidé, par ses conseils, à mener cette thèse à bonne fin.

Que l'ensemble des collaborateurs de l'équipe NA23, trouvent ici l'expression de ma gratitude, tout particulièrement les physiciens de Vienne qui m'ont invité à plusieurs reprises dans leur laboratoire.

Je suis reconnaissant aux membres des Services des Professeurs Grand et Henri, pour l'aide technique apportée.

Pour son aide à la réalisation des dessins, je remercie Mademoiselle Marie-Christine Gouvard.

Table des matières

1	INTRODUCTION	1
1.1	La chromodynamique quantique (Q.C.D.)	3
1.2	La nécessité d'introduire des modèles	7
1.3	Le point de vue adopté dans cette étude	9
1.4	La confrontation entre expérience et modèles	11
2	L'EXPERIENCE NA23	13
2.1	LE DETECTEUR	15
2.2	LE TRIGGER	18
2.3	LE DEPOUILLEMENT DES CLICHES	20
2.4	LA RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE	25
2.5	L'IDENTIFICATION DES PARTICULES	28
2.6	LA RECONSTRUCTION CINEMATIQUE	29
2.7	LA SYNTHÈSE (D.S.T.)	32
3	INTERPRETATION DES DONNEES	34
3.1	LES EVENEMENTS	35
3.2	LES PARTICULES NEUTRES	36
3.2.1	Levée des ambiguïtés cinématiques	36
3.2.2	Correction due aux pertes lors du dépouillement	37
3.3	LES PARTICULES CHARGÉES	39
3.3.1	Critère de décision	39
3.3.2	Procédure de correction	40
3.3.3	Contrôle de l'ensemble de la procédure	42
4	LES MODELES THEORIQUES D'HADRONISATION	45
4.1	MODELE D'HADRONISATION DE LUND	46
4.1.1	Principes et postulats essentiels	46
4.1.2	Le formalisme analytique	48
4.1.3	Le formalisme numérique	56
4.1.4	Facteurs de suppression dus aux masses	57
4.1.5	Impulsion transverse	59
4.2	APPLICATION DU MODELE AUX DIFFERENTS TYPES DE COLLISIONS	61
4.2.1	Application aux collisions lepton-lepton	61
4.2.2	Application aux collisions lepton-hadron	62
4.2.3	Application aux collisions hadron-hadron	63
4.2.3.1	Modèle à une corde (LUND)	63
4.2.3.2	Modèles à deux cordes (D.T.U. et EPOCS) ...	64
5	LE MODELE PHENOMENOLOGIQUE L.P.S.	71
6	ETUDE DES DISTRIBUTIONS INCLUSIVEES	72
6.1	DEFINITION DES VARIABLES UTILISEES	73
6.2	DISTRIBUTIONS LONGITUDINALES	74
6.3	DISTRIBUTIONS TRANSVERSALES	85
7	ETUDE DES CORRELATIONS ENTRE DEUX PARTICULES	93

7.1	INTERET PHYSIQUE DE L'ETUDE DES CORRELATIONS	94
7.1.1	POINT DE VUE EXPERIMENTAL	94
7.1.2	POINT DE VUE THEORIQUE	95
7.2	CHOIX DES PARAMETRES POUR L'ETUDE DES CORRELATIONS .	96
7.2.1	LES DISTRIBUTIONS DE GAP	96
7.2.2	LES DISTRIBUTIONS CONDITIONNELLES	96
7.2.3	LE COEFFICIENT DE CORRELATION LINEAIRE RHO	97
7.2.3.1	Définition	97
7.2.3.2	Comparaison avec les autres paramètres	102
7.2.3.3	Estimation de l'erreur sur le paramètre rho	
	106
7.2.3.3.1	le cas gaussien	106
7.2.3.3.2	le cas non gaussien	108
7.2.4	LE RAPPORT DE CORRELATION ETA	110
7.2.5	LE PARAMETRE D'ASYMETRIE B	111
7.3	COMPARAISON DES CORRELATIONS EXPERIMENTALES ET	
	THEORIQUES	113
7.3.1	PAIRES DE PARTICULES ETRANGES NEUTRES	113
7.3.2	PAIRES DE PIONS CHARGES	116
7.3.2.1	Paires de pions de charges opposées	116
7.3.2.2	Paires de pions de charges identiques	118
7.3.3	PAIRES DE PROTONS	120
7.3.3.1	Paires antiprotons-protons	121
7.3.3.2	Paires protons-protons	121
7.4	TABLEAUX NUMERIQUES DETAILLES	123
7.4.1	LEGENDE POUR LES TABLEAUX DE CORRELATIONS	123
7.4.1.1	LEGENDE DES CANAUX	123
7.4.1.2	LEGENDE DES SYMBOLES	123
7.4.2	COEFFICIENTS DE CORRELATIONS EXPERIMENTAUX	
	COMPARES AUX MODELES	124
7.4.2.1	COEFFICIENTS DE CORRELATION EN X DE FEYNMAN	
	124
7.4.2.2	COEFFICIENTS DE CORRELATION EN RAPIDITE ...	125
7.4.2.3	COEFFICIENTS DE CORRELATION EN IMPULSION	
	TRANSVERSE	126
7.4.2.4	COEFFICIENTS DE CORRELATION EN ENERGIE	127
7.4.3	PARAMETRES D'ASYMETRIE B EXPERIMENTAUX	
	COMPARES AUX MODELES	128
7.4.3.1	PAS DE COUPURE EN RAPIDITE	128
7.4.3.2	COUPURE EN RAPIDITE D γ < 1	129
7.4.3.3	COUPURE EN RAPIDITE D γ < 2	130
8	ETUDE DES MULTIPLICITES CHARGEES	131
9	ETUDE DE LA CONFIGURATION DES EVENEMENTS (SPHERICITE) ..	140
9.1	DEFINITION DES VARIABLES	141
9.2	DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA SPHERICITE	144
9.2.1	La contribution des particules neutres	144
9.2.2	Identification de la masse des particules	146
9.2.3	Utilisation de la symétrie pp	146
9.2.4	Rejet des événements diffractifs	147

9.3	RESULTATS EXPERIMENTAUX	150
9.3.1	Distribution de la sphéricité expérimentale ...	150
9.3.2	Sphéricité en fonction de la multiplicité chargée	152
9.3.2.1	Table des valeurs expérimentales	152
9.3.2.2	Description des résultats expérimentaux ...	153
9.4	PREDICTIONS NUMERIQUES POUR LA SPHERICITE	155
9.4.1	Hypothèse d'équipartition	155
9.4.2	Hypothèse des pions au repos	156
9.4.3	Hypothèse d'un seul proton rapide	157
9.5	PREDICTION ANALYTIQUE DE LA SPHERICITE	159
9.6	PREDICTIONS DES MODELES PHYSIQUES PLUS ELABORES	165
9.6.1	Tableau de comparaison des sphéricités	165
9.6.2	Comparaison entre l'expérience et les modèles étudiés	171
9.6.2.1	Comparaison des moyennes	171
9.6.2.2	Comparaison des dépendances avec la multiplicité	171
10	CONCLUSIONS	178
11	REFERENCES	180

Table des figures

Structure des chapitres	2
Champ électrique et champ de couleur	6
Schéma de comparaison théorie-expérience	12
Schéma de l'expérience NA23: flux du traitement	14
Schéma du spectromètre E.H.S. et du trigger	17
Schéma typique d'un événement avec V^0	23
Schéma d'un événement avec V^0 dans R.C.B.C.	24
structure des événements	33
Flux de l'analyse physique	44
Schéma d'hadronisation de LUND	47
Modèle de LUND: fonction $H(\Gamma)$	51
Modèle de LUND: fonction $H(\Gamma)$, autre valeur de b	52
Modèle de LUND: fonction $f(z)$, quark léger	53
Modèle de LUND: fonction $f(z)$, diquark (ud) spin 1	54
Modèle de LUND: fonction $f(z)$, quark lourd	55
Schéma de collision proton-proton: modèle à une corde	67
Schéma de collision proton-proton: modèles à deux cordes .	68
Schéma de diffusion élastique proton-proton (Poméron)	69
Schéma des simulations Monte-Carlo	70
Rapidité des hadrons négatifs: expérience NA23	78
Rapidité des hadrons négatifs: expérience NA23	79
Rapidité des hadrons négatifs: modèle de LUND	80
Rapidité des hadrons négatifs: modèle D.T.U.	81
Rapidité des hadrons négatifs: modèle EPOCS	82
Rapidité des hadrons négatifs: modèle L.P.S.	83
Rapidité des hadrons négatifs: expérience-modèles	84
Distribution en P_T des pions chargés: expérience NA23	87
Distribution en P_T des pions chargés: modèle de LUND	88
Distribution en P_T des pions chargés: modèle D.T.U.	89
Distribution en P_T des pions chargés: modèle EPOCS	90
Distribution en P_T des pions chargés: modèle L.P.S.	91
Distribution en P_T des pions chargés: expérience-modèles .	92
Etude de corrélations: $\rho = 0$ (variables indépendantes) .	99
Etude de corrélations: $\rho = 0.7$	100
Etude de corrélations: $\rho = -0.7$	101
Etude de corrélations: $\rho = 0$ (V)	104
Etude de corrélations: $\rho = 0$ (cercle)	105
Multiplicité chargée: expérience NA23	134
Multiplicité chargée: modèle de LUND	135
Multiplicité chargée: modèle D.T.U.	136
Multiplicité chargée: modèle EPOCS	137
Multiplicité chargée: modèle L.P.S.	138
Multiplicité chargée: expérience-modèles	139
Multiplicité totale: expérience NA23	148
Multiplicité totale: expérience-modèles	149
Sphéricité: expérience NA23	151
Sphéricité en fonction de la multiplicité: expérience NA23	154
Sphéricité: modèle de LUND	166

Sphéricité: modèle D.T.U.	167
Sphéricité: modèle EPOCS	168
Sphéricité: modèle L.P.S.	169
Sphéricité: expérience-modèles	170
Sphéricité en fonction de la multiplicité: modèle de LUND	173
Sphéricité en fonction de la multiplicité: modèle D.T.U. .	174
Sphéricité en fonction de la multiplicité: modèle EPOCS ..	175
Sphéricité en fonction de la multiplicité: modèle L.P.S. .	176
Sphéricité en fonction de la multiplicité: expérience-modèles	177

1 INTRODUCTION

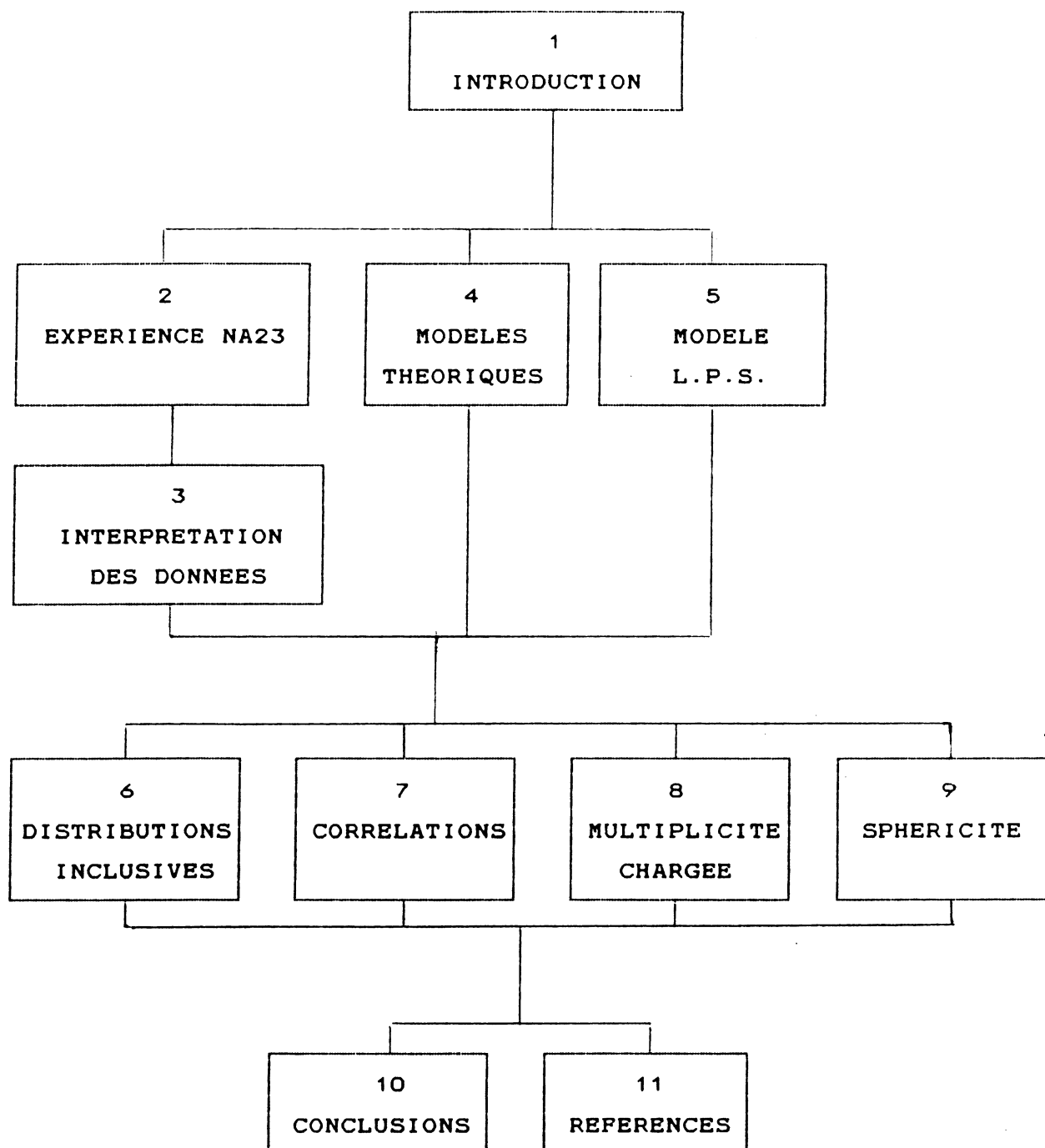
Cette thèse a pour buts:

- 1) - de donner les principales caractéristiques des interactions proton-proton à $\sqrt{s} = 26$ GeV, en étudiant les particules, leurs corrélations et les événements dans leur ensemble
- 2) - d'appliquer aux collisions hadroniques, le mécanisme d'hadronisation mis au point dans les interactions leptoniques
- 3) - de tester différents schémas de formation des cordes de couleur dans les interactions hadroniques.

Les données expérimentales proviennent d'une expérience réalisée au C.E.R.N., dont le nom de code est NA23 (pour "North Area 23"). La technique expérimentale utilisée consiste à filmer les interactions d'un faisceau de protons incidents, dans l'hydrogène d'une chambre à bulles. Les signaux électroniques, provenant d'un spectromètre, viennent compléter les informations visuelles.

Les données de comparaison proviennent de simulations par une technique de Monte-Carlo. Nous avons généré des interactions proton-proton, selon différents modèles dynamiques: LUND (modèle à une corde), D.T.U. et EPOCS (modèles à deux cordes).

STRUCTURE DES CHAPITRES



1.1 La chromodynamique quantique (Q.C.D.)

Ces deux dernières décennies ont vu le développement d'une nouvelle branche de la physique: la physique des constituants des particules "élémentaires", appelés "partons" [1,2]. Les "partons" se groupent en deux familles:

- les quarks: massifs, de spin 1/2, portant des nombres quantiques de charge électrique et de saveur
- les gluons: non massifs, de spin 1, électriquement neutres et sans saveur.

On a de bonnes raisons de penser que les interactions de "partons" peuvent être décrites au moyen d'une théorie de jauge dont le groupe de jauge est SU(3). Une théorie de jauge est une théorie possédant une invariance interne locale, c'est à dire telle que la transformation peut dépendre du point d'espace-temps.

Les quarks portent une charge quantifiée appelée "couleur" [3]. Symboliquement, on peut dire qu'il existe un quark rouge, un quark vert et un quark bleu. Ces trois objets peuvent s'assembler en un vecteur qui se transforme sous la représentation fondamentale de SU(3).

$$q'_a = U_{ab} q_b \quad a, b = \text{couleur}$$

On associe à ces trois particules, trois anti-particules qui sont caractérisées par une anti-couleur. De la même façon que les quarks se transforment au moyen de la représentation fondamentale, les anti-quarks forment un triplet qui se transforme sous la représentation conjuguée. Pour être

complet, signalons encore que les gluons (au nombre de 8) se transforment selon une loi qui assure l'invariance locale de la théorie.

$$A'_\mu{}^\alpha(x)\lambda^\alpha = U(A_\mu{}^\alpha(x)\lambda^\alpha)U^\dagger - igU\partial_\mu U^\dagger$$

Dans le cas d'une transformation U globale, il s'agit de la représentation adjointe de $SU(3)$. Les gluons portent donc des nombres quantiques de couleur non triviaux, au contraire de l'électromagnétisme où le photon est unique.

Les particules observables sont des "singulets" de couleur. On les classe en deux catégories: les mésons et les baryons. Ce sont des états liés de quarks de saveurs données; la couleur étant rendue inobservable par les interactions de gluons. Les mésons sont constitués d'un quark et d'un antiquark, tandis que les (anti)baryons sont constitués de trois (anti)quarks.

La force de cohésion liant les partons colorés entre eux est appelée "interaction forte". Celle-ci est décrite mathématiquement, dans le cadre d'une théorie de jauge, par un lagrangien d'interaction invariant sous le groupe $SU(3)$ de couleur. On peut se représenter l'interaction forte comme un échange permanent de gluons colorés entre les différents partons [4,5].

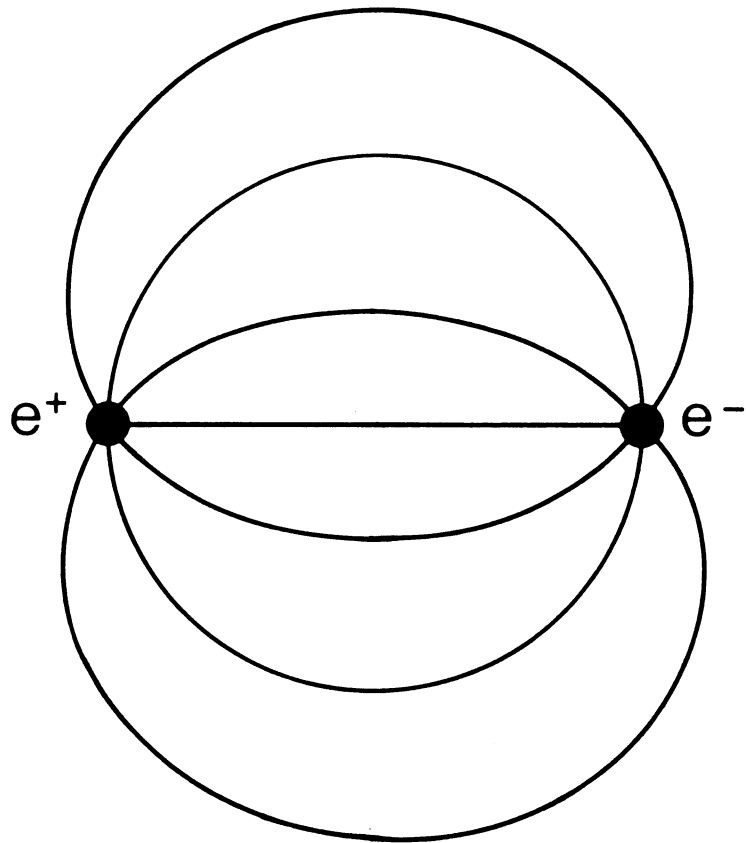
Le fait que les gluons médiateurs de l'interaction sont en même temps des objets qui possèdent des nombres quantiques de couleur non triviaux, implique l'existence d'interaction des gluons entre eux. Cette situation contraste avec l'électrodynamique quantique, où le photon électriquement neutre, ne peut interagir avec d'autres photons.

Les lignes de champ de couleur entre deux charges de couleur opposée n'ont pas la même forme que celles du champ électrique entre deux charges électriques opposées: elle se rapprochent les unes des autres pour former un tube au lieu de s'écarter en des arcs de plus en plus larges (voir schéma). Ces tubes de couleur seront appelés "cordes" dans la suite de la thèse.

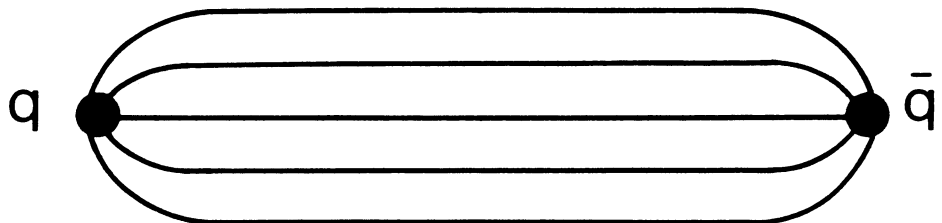
Si les cordes ont une densité constante d'énergie par unité de longueur, l'énergie potentielle de l'interaction augmente avec la séparation; de sorte que les quarks (et les gluons) ne peuvent jamais s'échapper du hadron. Ce mécanisme est à l'origine du confinement et explique pourquoi les quarks n'ont jamais été observés à l'état libre [6].

La démonstration de cette propriété, à partir du lagrangien d'interaction, n'a pas été possible jusqu'à présent. La méthode des perturbations est inapplicable au cas d'un état fortement lié où la constante de couplage devient supérieure à l'unité [7].

CHAMP ELECTRIQUE



CHAMP DE COULEUR



1.2 La nécessité d'introduire des modèles

Comme la chromodynamique quantique ne permet pas, en pratique, de calculer certaines caractéristiques des états liés de partons (leurs masses, par exemple), l'étude des collisions hadron-hadron nécessite l'utilisation de modèles pour:

- passer des hadrons initiaux aux partons en interaction (formation de cordes de couleur)
- passer des partons en interaction aux hadrons finaux (fragmentation des cordes de couleur, appelée hadronisation).

Dans le cas des interactions $e^+ e^-$, l'état initial est constitué uniquement de leptons. Ceux-ci ne portent pas de charge de couleur et interagissent seulement par échange de photon ou plus rarement de Z^0 . La théorie de l'électrodynamique Q.E.D. [8] ou celle de Weinberg-Salam [9] permettent de décrire avec une très bonne précision l'interaction $e^+ e^-$ et la formation de paires quark-antiquarks. C'est seulement pour l'hadronisation de ces quarks que nous devons faire appel à un modèle d'interaction forte.

Le modèle le plus utilisé pour décrire l'hadronisation des partons est celui de LUND. Nous l'étudierons en détail au chapitre 4. Nous montrerons qu'il est en fait fort général et basé sur des principes solides. Il ne contient que deux paramètres arbitraires, qui ont été ajustés de manière à reproduire avec succès les interactions $e^+ e^-$.

Dans les interaction hadroniques, la complexité de l'état initial, constitué de deux ensembles de partons en interaction forte, empêche d'aboutir à un modèle "unique". Le nombre de cordes formées est à priori inconnu. Nous étudierons le modèle de LUND à une corde et deux modèles à deux cordes (D.T.U. et

EPOCS). Les modèles à n cordes ne seront pas envisagés dans notre étude car ils font intervenir un trop grand nombre de paramètres inconnus.

1.3 Le point de vue adopté dans cette étude

L'idée de base qui sera utilisée dans la thèse est que le mécanisme d'hadronisation des partons est universel, c'est à dire qu'il ne dépend pas du type de l'interaction initiale: que l'interaction initiale soit une interaction électromagnétique comme dans les collisions $e^+ e^-$, où au contraire une interaction forte comme dans les collisions proton-proton, l'hadronisation des partons suit un processus identique.

Cela ne signifie pas pour autant que les particules observées dans les collisions leptoniques ont les mêmes caractéristiques (sections efficaces de production, distributions inclusives, corrélations....) que celles observées dans les collisions hadroniques. Bien au contraire! L'état initial étant différent et le mécanisme d'hadronisation identique, l'état final est probablement différent.

Il est donc de peu d'intérêt de comparer directement les variables physiques observées dans les collisions hadroniques à celles observées dans les collisions leptoniques. D'ailleurs, une telle comparaison doit-elle être effectuée à la même énergie dans les deux cas, si l'on songe que plusieurs quarks peuvent garder une fraction importante de l'énergie des hadrons sans participer directement à l'interaction ?

Nous étudierons les interactions proton-proton à l'énergie de $\sqrt{s} = 26$ GeV, selon la démarche suivante:

- a) - génération d'états initiaux, par une technique de Monte-Carlo, avec formation des cordes de couleur selon différents schémas d'interaction hadronique (voir chapitre 4.2)

- b) - génération des particules de l'état final, par fragmentation des cordes selon le modèle d'hadronisation de LUND (voir chapitre 4.1).
Nous utiliserons les valeurs des paramètres calculées dans les interactions leptoniques.
- c) - comparaison avec les résultats expérimentaux, en utilisant les données de l'expérience NA23 (cette expérience et le traitement des données font l'objet des chapitres 2 et 3).

Afin de faire la part entre les effets purement cinématiques et ceux liés à la dynamique de l'interaction, nous aurons recours à un modèle phénoménologique très simple, appelé L.P.S. (pour "longitudinal phase space"). Celui-ci incorpore la conservation de l'énergie impulsion et la limitation des impulsions transverses (voir chapitre 5).

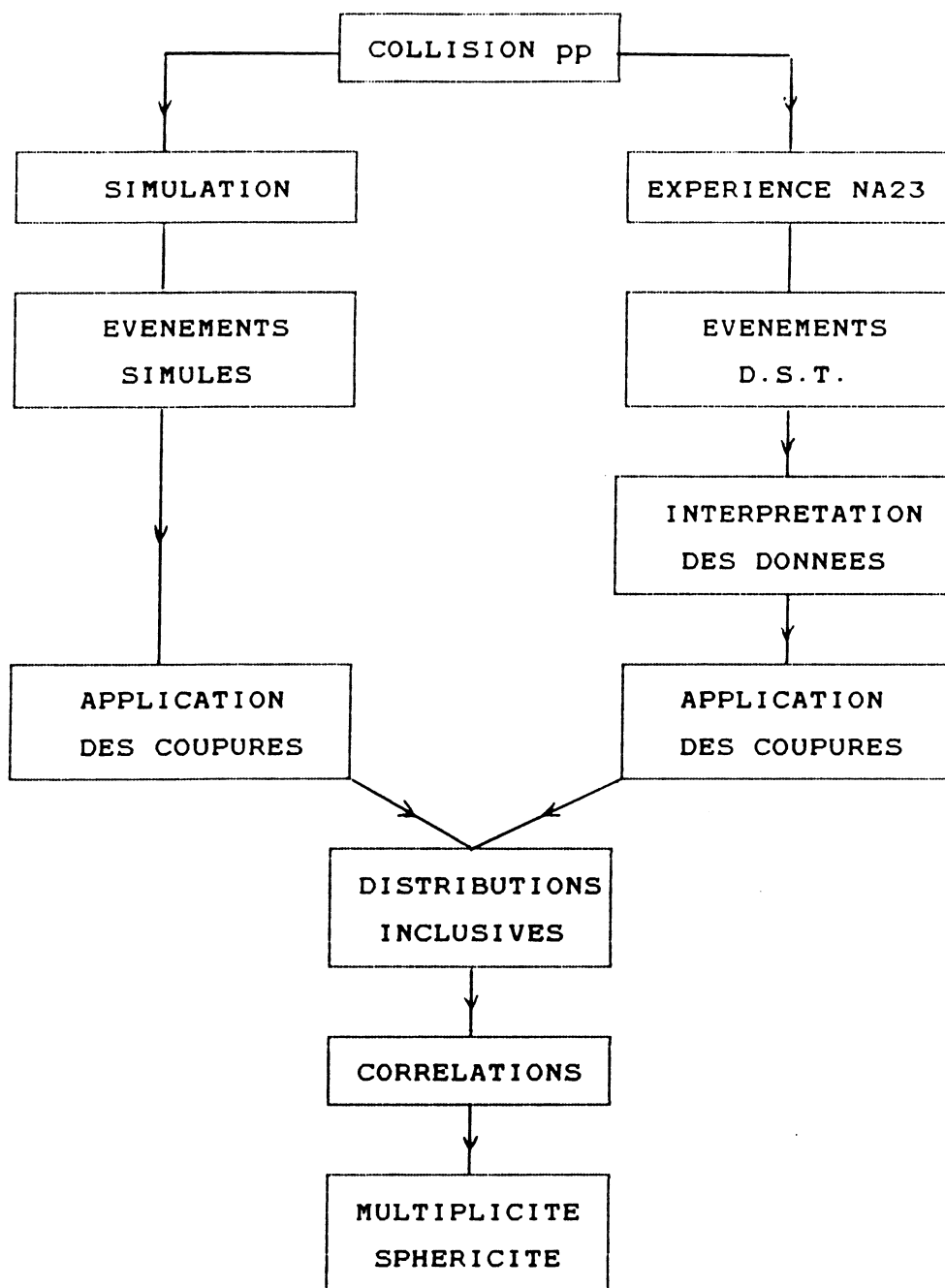
1.4 La confrontation entre expérience et modèles

Les prédictions des modèles seront confrontées aux mesures expérimentales dans l'ordre suivant:

- a) - comparaison à une particule: étude de quelques distributions inclusives (voir chapitre 6)
- b) - comparaison à deux particules: étude des corrélations longitudinales et transversales entre deux particules produites (voir chapitre 7)
- c) - comparaison à n particules:
 - étude de la distribution de multiplicités chargées (voir chapitre 8)
 - étude de la configuration générale des événements dans l'espace des impulsions (voir chapitre 9)

Les conclusions de ces comparaisons seront résumées dans le chapitre 10.

SCHEMA DE COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE



2 L'EXPERIENCE NA23

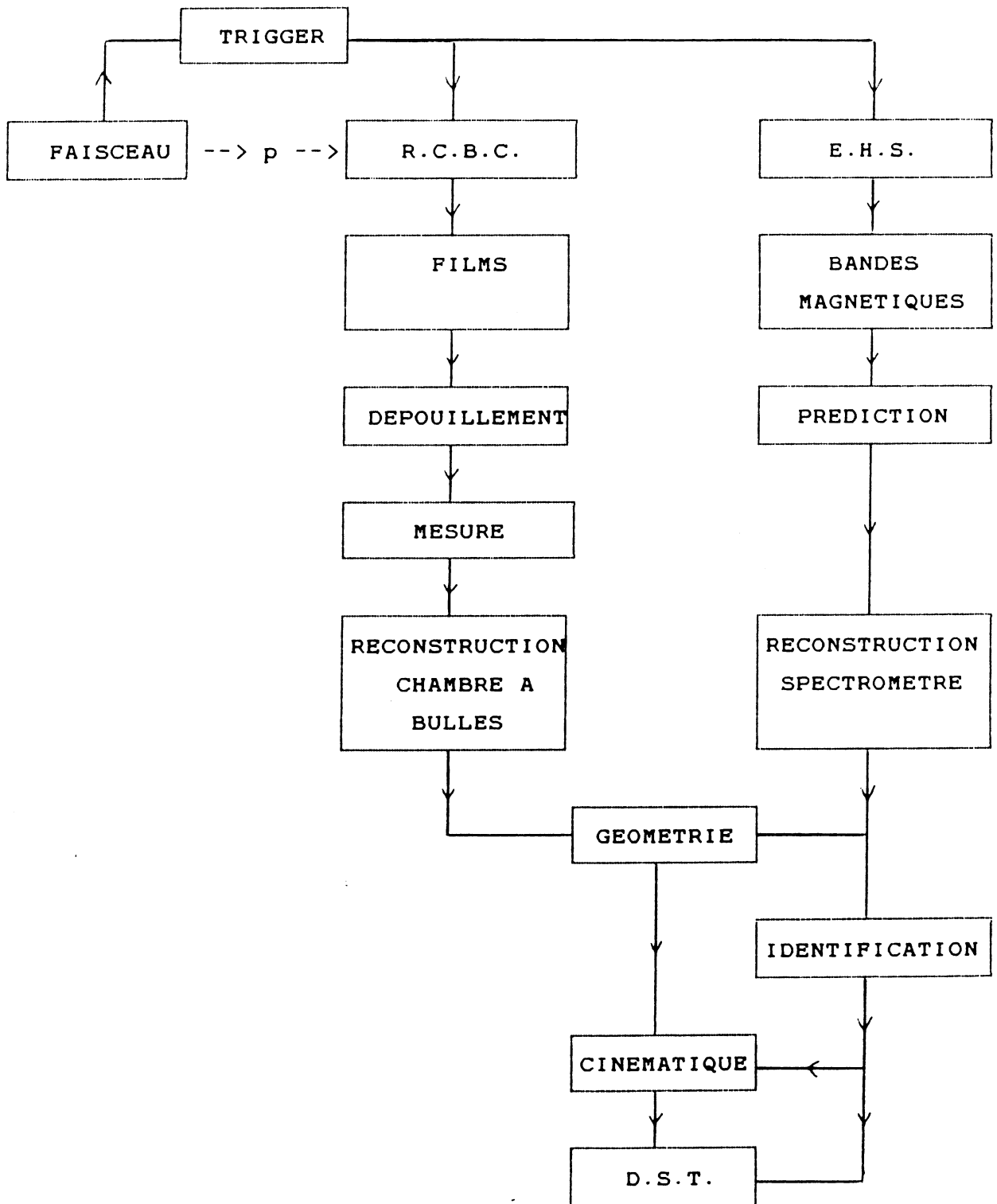
L'expérience NA23 a été réalisée au C.E.R.N., dans l'aile nord du S.P.S. (Super Proton Synchroton), à l'aide du spectromètre E.H.S. (European Hybrid Spectrometer) équipé de la chambre à bulles R.C.B.C. (Rapid Cycling Bubble Chamber) exposée à un faisceau de protons d'impulsion de 360 GeV/c dans le laboratoire (faisceau H2 du S.P.S.) [10].

Cette impulsion correspond à une énergie de $\sqrt{s} = 26$ GeV dans le centre de masse de la collision.

Nous étudions successivement :

1. Le détecteur
2. Le trigger
3. Le dépouillement des clichés
4. La reconstruction géométrique
5. L'identification des particules
6. La reconstruction cinématique
7. La synthèse (D.S.T.)

SCHEMA DE L'EXPERIENCE NA23 : FLUX DU TRAITEMENT



2.1 LE DETECTEUR

La position exacte du faisceau est définie par deux chambres proportionnelles multi-fils appelées U1 et U3, équipées chacune de cinq plans de fils (voir schéma).

La chambre à bulles R.C.B.C. (pour "Rapid Cycling Bubble Chamber") a un diamètre de 80 cm et une profondeur de 40 cm. Elle est placée dans un champ magnétique de 3 Tesla créé par l'aimant supraconducteur M1 alimenté par un courant de 4000 Ampère. Elle est remplie d'hydrogène liquide sous une pression de vapeur de 300,000 Pascal à la température de 25 Kelvin. La fréquence moyenne de travail est d'environ 10 Hz. Elle est équipée de trois caméras, permettant ainsi de prendre trois vues de la même interaction sous des angles différents.

Le spectromètre consiste en une chambre proportionnelle multi-fils à six plans appelée W2 et en six chambres à dérive notées de D1 à D6. La chambre W2 a une superficie de 0.9 x 1.6 m² et une distance entre deux fils de 2 mm. Les chambres D1 à D3 ont une superficie de 4 x 2 m² tandis que D4 à D6 n'ont que 2 x 1.3 m². Chaque chambre à dérive est constituée de quatre modules comprenant un plan de fils d'anode et deux plans de fils de conformation de champ électrique. La distance entre fils d'anode est de 4.8 cm. [11].

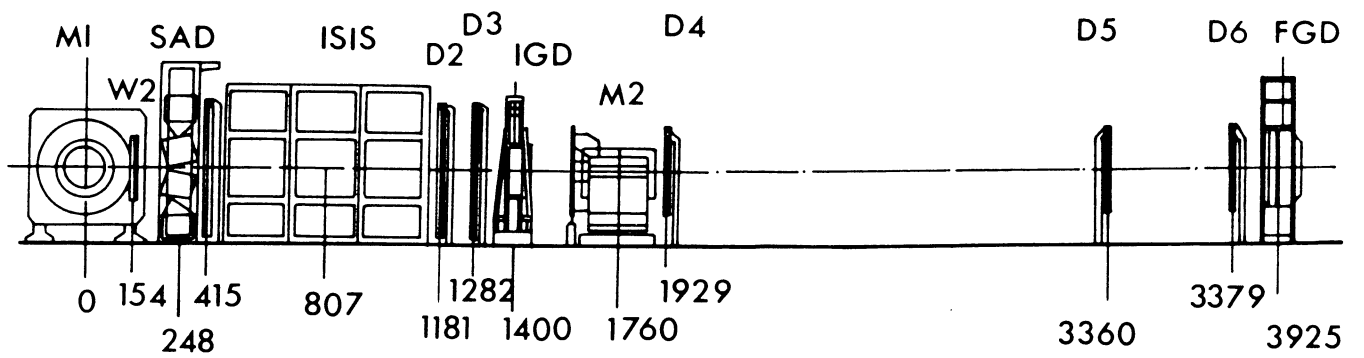
Entre les chambres à dérive D3 et D4, se trouve l'aimant M2 qui produit un champ magnétique de 1.5 Tesla. L'aimant M2 est situé à 17 mètres du centre de la chambre à bulles et a une ouverture de 0.4 x 1 m².

L'identification des particules repose en partie sur un détecteur à aérogel de silice (S.A.D.), fonctionnant dans la région d'impulsions comprise entre 2 et 4 GeV dans le laboratoire, et sur une grande chambre à dérive (I.S.I.S.),

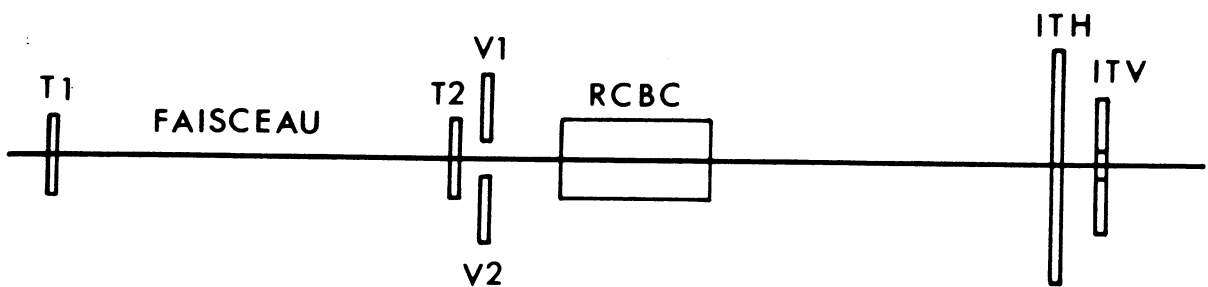
reconstruisant les traces et mesurant leur ionisation dans la région d'impulsion allant de 4 à 100 GeV. Celle-ci a un volume de 4 x 2 x 5 mètres cube, et est remplie d'un mélange Argon/CO². Le champ électrique est créé par une différence de potentiel de 120 KVolt. Les anodes sont au nombre de 320, régulièrement espacées de 1.56 cm.

Le dispositif est finalement complété par deux détecteurs de gammas: le premier (I.G.D.) situé à 14 m de R.C.B.C. constitué de 1122 cellules et le second (F.G.D.) situé à 39 m de R.C.B.C. constitué de 140 cellules [12].

SCHEMA DU SPECTROMETRE E.H.S.



SCHEMA DU TRIGGER



2.2 LE TRIGGER

L'enregistrement d'un événement (photographie dans la chambre à bulles et lecture de l'électronique du détecteur) est conditionnée par l'enclenchement du dispositif appelé "trigger". Idéalement le trigger doit déclencher si, et seulement si, une interaction a eu lieu dans la chambre à bulles, et cela dans les délais les plus brefs.

Le trigger consiste ici en deux hodoscopes situés à 12.5 m en aval de la chambre à bulles: le premier est horizontal (ITH) et consiste en 20 scintillateurs de 2 cm de large et 6 scintillateurs de 15 cm de large ; le second est vertical (ITV) et consiste en un scintillateur central ITV(2) de 0.6 cm situé entre deux scintillateurs de 5 cm chacun (voir schéma).

La condition de trigger est définie par la coïncidence du faisceau avec soit au moins deux particules dans ITH soit au moins une particule dans ITV mais rien dans son centre ITV(2):

$$\text{trigger} = \text{faisceau} * (\text{ITH}(n \geq 2) + \text{ITV}(n \geq 1) * \overline{\text{ITV}(2)})$$

où * désigne l'opérateur logique ET

+ désigne l'opérateur logique OU inclusif

- désigne la négation.

avec "faisceau" défini par:

$$\text{faisceau} = T1 * T2 * \overline{(V1 + V2)}$$

où T1, T2, V1, V2 sont des scintillateurs situés en amont de la chambre à bulles et servent à détecter la présence du faisceau incident.

A cause des interactions se produisant soit dans les fenêtres de la chambre à bulles (constituées d'une épaisseur de 2 mm

d'acier inoxydable) soit en aval de la chambre à bulles, la fraction de clichés sans interaction dans l'hydrogène s'élève à 50%.

L'inefficacité du trigger pour les événements à deux particules chargées est de 28% pour les collisions élastiques et de 14% pour les collisions inélastiques. Pour les événements à quatre particules chargées ou plus, l'efficacité du trigger est pratiquement 100%.

Si l'on applique les corrections d'inefficacité aux événements enregistrés, sélectionnés par le trigger, on obtient un échantillon représentatif des interactions proton-proton à cette énergie.

2.3 LE DEPOUILLEMENT DES CLICHES

Les 160.000 événements enregistrés sur pellicule photographique et bande magnétique ont été répartis entre les différents laboratoires de la collaboration: Bombay, C.E.R.N., Genova, Hiroshima, Innsbruck, Madrid, Mons, Rutgers, Serpukhov, Tennessee, Tokyo et Wien.

La reconstruction de la position du faisceau incident à l'aide des chambres U1 et U3 permet d'indiquer à l'opérateur qui dépouille les clichés de la chambre à bulles, la position de la trace correspondant à l'événement enregistré et cela sur chacune des trois vues de l'interaction.

Après un comptage des traces de l'interaction principale appelée vertex primaire, l'opérateur cherche la présence d'autres activités liées à l'interaction principale et appelées vertex secondaires. Ceux-ci correspondent physiquement soit à la désintégration soit à l'interaction dans l'hydrogène, d'une particule produite au vertex primaire. Les interactions secondaires sont de peu d'intérêt puisqu'elles reproduisent l'interaction primaire à une énergie inférieure et mal définie. Par contre, les désintégrations secondaires neutres observées dans la chambre à bulles sont potentiellement intéressantes car elles peuvent correspondre à des particules étranges produites au vertex primaire. Ainsi nous avons:

$$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

$$\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$$

$$\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} \pi^+$$

Ces particules portent un nombre quantique d'étrangeté ± 1 absent de l'état initial et sont donc intéressantes pour l'étude de la production des saveurs quantiques. Elles sont nécessairement produites par paires, pour conserver l'étrangeté

totale ; mais le partenaire peut être chargé (K^+ ou K^- par exemple). D'où l'intérêt de choisir des paires de particules étranges dans l'étude des corrélations (voir chapitre 7 sur les corrélations).

Les activités secondaires compatibles avec une désintégration de particule étrange neutre sont appelées V^0 (voir schéma typique d'événement), car elles apparaissent sous la forme d'un V sur les clichés de chambre à bulles. En effet, la particule neutre n'ionisant pas l'hydrogène le long de sa trajectoire, elle reste invisible sur le cliché. Au contraire, les deux produits de désintégration chargés ionisent l'hydrogène et provoquent la formation de bulles le long de leur trajectoire: ce sont les deux branches du V.

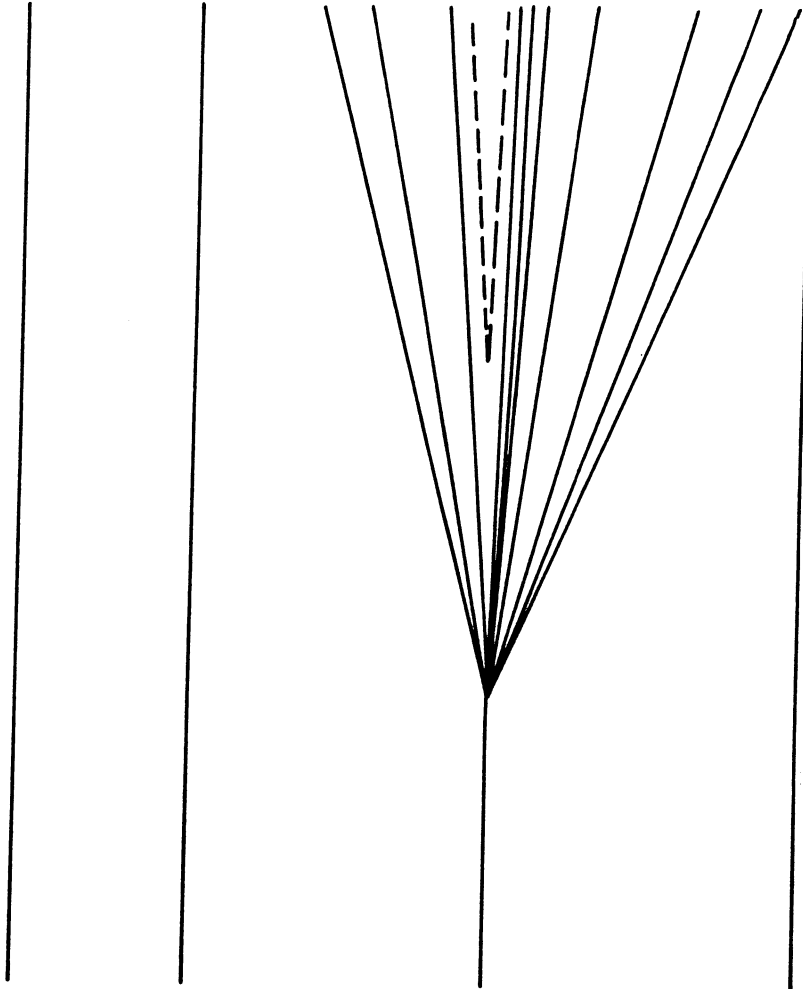
Les π^0 , qui sont abondamment produits au vertex primaire, se désintègrent immédiatement (10^{-16} secondes) en deux gammas. Ceux-ci peuvent se matérialiser dans la chambre à bulles en une paire $e^+ e^-$.

La plupart des gammas se distinguent des V^0 dus à la désintégration de particules étranges neutres, soit par un angle d'ouverture pratiquement nul, soit par l'effet de la diffusion multiple sur la trajectoire des électrons. Cependant, le nombre de gammas produits étant supérieur d'environ un facteur 10 par rapport au nombre de particules étranges neutres, il en résulte qu'environ la moitié des V^0 sont en fait des gammas.

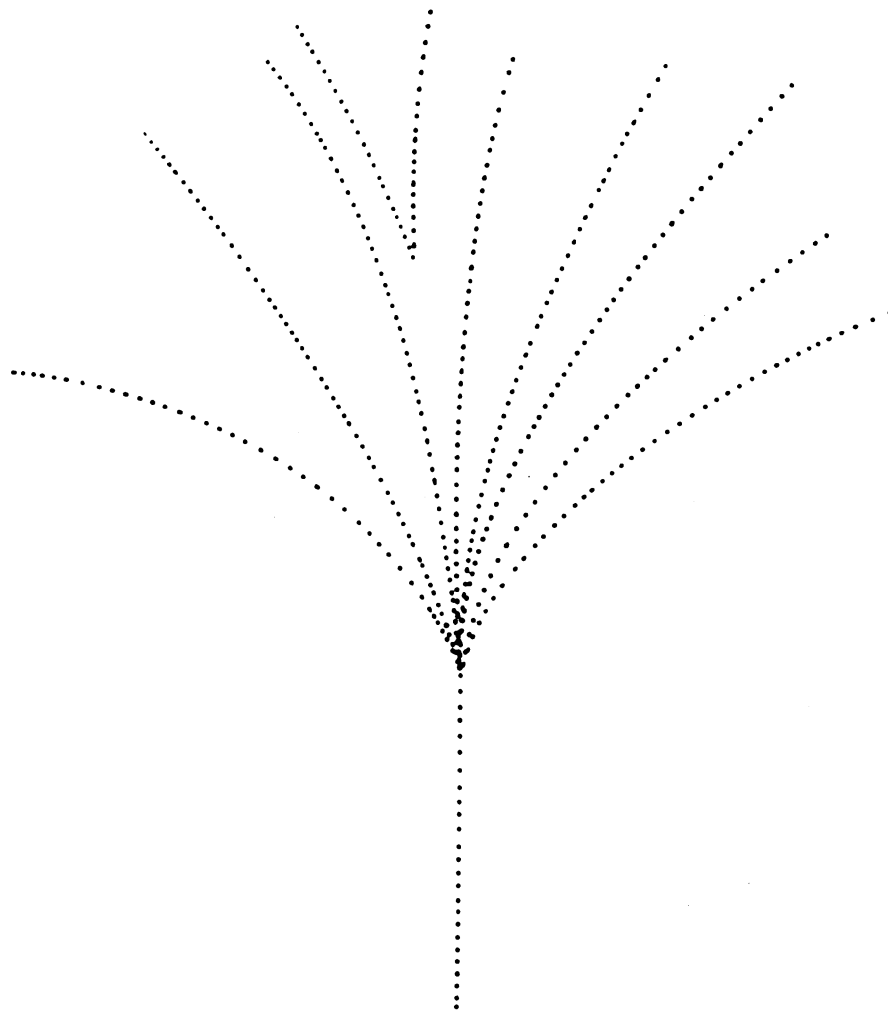
Tous les événements avec V^0 , ainsi qu'une fraction des événements sans V^0 ont été mesurés sur des machines semi-automatiques de type "Sweepnik". Le principe de ces machines est le suivant: l'appareil mesure avec précision la position de marques de référence sur le cliché ; puis l'opérateur indique la position des vertex à mesurer ainsi que quelques points sur chaque trace ; l'appareil continue

automatiquement les mesures en augmentant le nombre de points sur chaque trace. Ces opérations sont exécutées sur chacune des trois vues.

SCHEMA TYPIQUE D'UN EVENEMENT AVEC V0



SCHEMA D'UN EVENEMENT AVEC V0 DANS RCBC



Les traces sont courbées par le champ magnétique

2.4 LA RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE

A partir des mesures effectuées sur les clichés, un programme de géométrie reconstruit la position des vertex et des trajectoires dans la chambre à bulles. Ce programme procède en trois étapes:

- 1) - utilisation des "titres" optiques pour passer du référentiel du cliché au référentiel de la chambre à bulles (position réelle des marques de référence), et corriger des effets de distorsions optiques dues aux lentilles.
- 2) - reconstruction des traces et des vertex séparément sur chaque vue, avec une première paramétrisation en deux dimensions.
- 3) - association des trois vues pour reconstruire dans l'espace à trois dimensions, avec paramétrisation finale (ajustement d'hélice).

De là, il ressort une première estimation de l'impulsion des particules produites lors de l'interaction. Le module de l'impulsion est déterminé avec une bonne précision pour les particules lentes ($p \leq 4$ GeV), fortement courbées par le champ magnétique, mais pas pour les particules rapides, peu déviées par le champ magnétique de M1 sur la distance des 80 cm de la chambre à bulles.

Sur base des informations électroniques des chambres à dérive et de W2, un programme de géométrie reconstruit les traces dans le spectromètre, en tenant compte du champ magnétique de l'aimant M2. Ce programme procède en cinq étapes:

- 1) - utilisation des "titres" électroniques pour transformer les numéros de fils excités et les délais mesurés en coordonnées dans chacun des plans de chaque chambre à dérive. Ces coordonnées planaires souffrent d'une ambiguïté gauche-droite.
- 2) - combinaison des informations des quatre plans de chaque chambre à dérive pour construire les coordonnées en trois dimensions et lever les ambiguïtés gauche-droite.
- 3) - association de ces points pour former des morceaux de traces en tenant compte de la déflexion dans M2.
- 4) - extrapolation de ces portions de traces vers la chambre à bulles pour former des traces complètes.
- 5) - élimination des traces "fantômes", qui ne correspondent à rien dans la chambre à bulles, et qui sont dues soit au bruit de fond des chambres à dérive, soit à une mauvaise association combinatoire des points.

Par sa position stratégique, juste après R.C.B.C. mais encore dans le champ magnétique de M1, la chambre à fils W2 joue un rôle crucial dans l'association des morceaux de traces reconstruits dans le spectromètre avec ceux vus dans la chambre à bulles. Pour les traces reconstruites à la fois dans la chambre à bulles et le spectromètre, appelées traces hybrides, on réalise un ajustement global de l'impulsion de la particule en combinant toutes les informations disponibles.

La reconstruction géométrique des traces donne les valeurs de $1/p$, "dip", "phi" pour chaque particule où:

p est le module de l'impulsion

"dip" est l'angle entre la trace et le plan XY de la vue 1

"phi" est l'angle entre la projection de la trace dans le plan

XY de la vue 1 et l'axe Z du faisceau.

Elle calcule aussi l'erreur sur chacune de ces trois grandeurs et leurs corrélations.

La précision sur le module de l'impulsion des particules est voisine de 1%, dans tout le domaine d'impulsion du laboratoire: [0, 360 GeV].

La précision angulaire varie de 1 mrad à 0.1 mrad lorsque l'impulsion varie de 0 à 360 GeV.

2.5 L'IDENTIFICATION DES PARTICULES

Dans la chambre à bulles, il est possible d'identifier une fraction (environ 80%) des protons lents ($p \leq 1$ GeV), soit par leur forte ionisation caractéristique, soit par leur arrêt dans la chambre.

Le détecteur à aérogel de silice (S.A.D.), avec son indice de réfraction $n = 1.031$ a pour seuil respectivement 0.56, 2 et 3.8 GeV pour les pions, kaons et protons. Il permet donc de séparer les pions des kaons jusqu'à 2 GeV. Entre 2 et 4 GeV, une identification dépendant du nombre de photo-électrons recueillis est douteuse ; leur nombre étant toujours faible, la discrimination est difficile [13].

La grande chambre à échantillonnage d'ionisation (I.S.I.S.) permet de calculer les probabilités des 4 hypothèses de masse principales (e, π , K, p) et de séparer avec une bonne efficacité:

- les électrons des pions entre 2 et 25 GeV
- les π des K entre 4 et 30 GeV
- les K des protons entre 7 et 30 GeV [14].

Nous avons mis au point une procédure permettant d'exploiter au maximum les informations données par ce détecteur, procédure décrite dans le chapitre 3.3.

2.6 LA RECONSTRUCTION CINEMATIQUE

D'une manière générale, la reconstruction cinématique consiste à assigner des masses aux particules d'un même vertex, tout en conservant l'impulsion et l'énergie. Pour chacune des hypothèses de masse envisagée (par exemple $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$), le programme de reconstruction modifie légèrement (en tenant compte des barres d'erreurs) les quantités mesurées par le programme de géométrie de manière à respecter les quatre contraintes (de conservation de l'impulsion vectorielle et de l'énergie), puis de calculer les probabilités de ces ajustements.

Plus précisément, soit:

y: la matrice colonne contenant les grandeurs déterminées par le programme de géométrie, pour chacune des traces du vertex étudié.

Pour un V^0 , cette matrice contient 8 grandeurs (6 angles et 2 rayons de courbure)

$V(y)$: la matrice carrée contenant la variance de y ; elle est diagonale par blocs puisqu'il n'y a pas de corrélation entre 2 traces.

Pour un V^0 , cette matrice est de taille 8 x 8 et contient 22 grandeurs non nulles

a: la matrice colonne contenant les paramètres: grandeurs non déterminées par le programme de géométrie et à déduire des contraintes cinématiques.

Pour un V^0 , il n'y a qu'une grandeur inconnue: le module de l'impulsion de la particule neutre.

Ecrivons les 4 équations scalaires de conservation sous la forme:

$$f_k(a, y + \Delta y) = 0 \quad k = 1, 2, 3, 4.$$

avec Dy , l'ajustement des grandeurs mesurées y , à calculer par le programme de cinématique. Pour un V^0 , c'est une matrice colonne à 8 composantes ; nous avons ainsi 8 grandeurs y à ajuster, un paramètre "a" à calculer et 4 contraintes à respecter.

La solution de ce problème est donnée par la méthode des multiplicateurs de Lagrange, qui consiste à minimiser l'expression $L(y)$ ci-dessous :

$$L(y) = \Delta y^T [V(y)]^{-1} \Delta y + 2 \sum_{k=1}^4 \lambda_k f_k(a, y + \Delta y)$$

où les lambdas sont les multiplicateurs de Lagrange, à calculer et T désigne la transposition matricielle.

Par différenciation de $L(y)$ par rapport aux n grandeurs mesurées "y", puis par rapport aux p paramètres "a" et enfin par rapport aux 4 multiplicateurs de Lagrange, on obtient un système couplé de $n+p+4$ équations à $n+p+4$ inconnues que l'on peut résoudre itérativement par inversions de matrices.

Une propriété intéressante de cette technique d'ajustement est la suivante: si les erreurs sur les grandeurs mesurées sont gaussiennes et si les contraintes sont linéaires, la variable aléatoire:

$$\hat{S} = -\lambda^T \frac{\partial f}{\partial y} \Delta y$$

suit une distribution de χ^2 à $4-p$ degrés de liberté.

Dans l'expérience, malgré le fait que les erreurs ne sont pas tout à fait gaussiennes, et que les contraintes ne sont pas linéaires (présence d'un terme quadratique), les distributions observées s'écartent peu de la forme du χ^2 et nous pouvons donc calculer les probabilités correspondant à nos ajustements cinématiques.

Pour chaque V^0 , nous posons les quatre hypothèses de masse suivantes:

$$\gamma \rightarrow e^+ e^-$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$$

$$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

$$\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} \pi^+$$

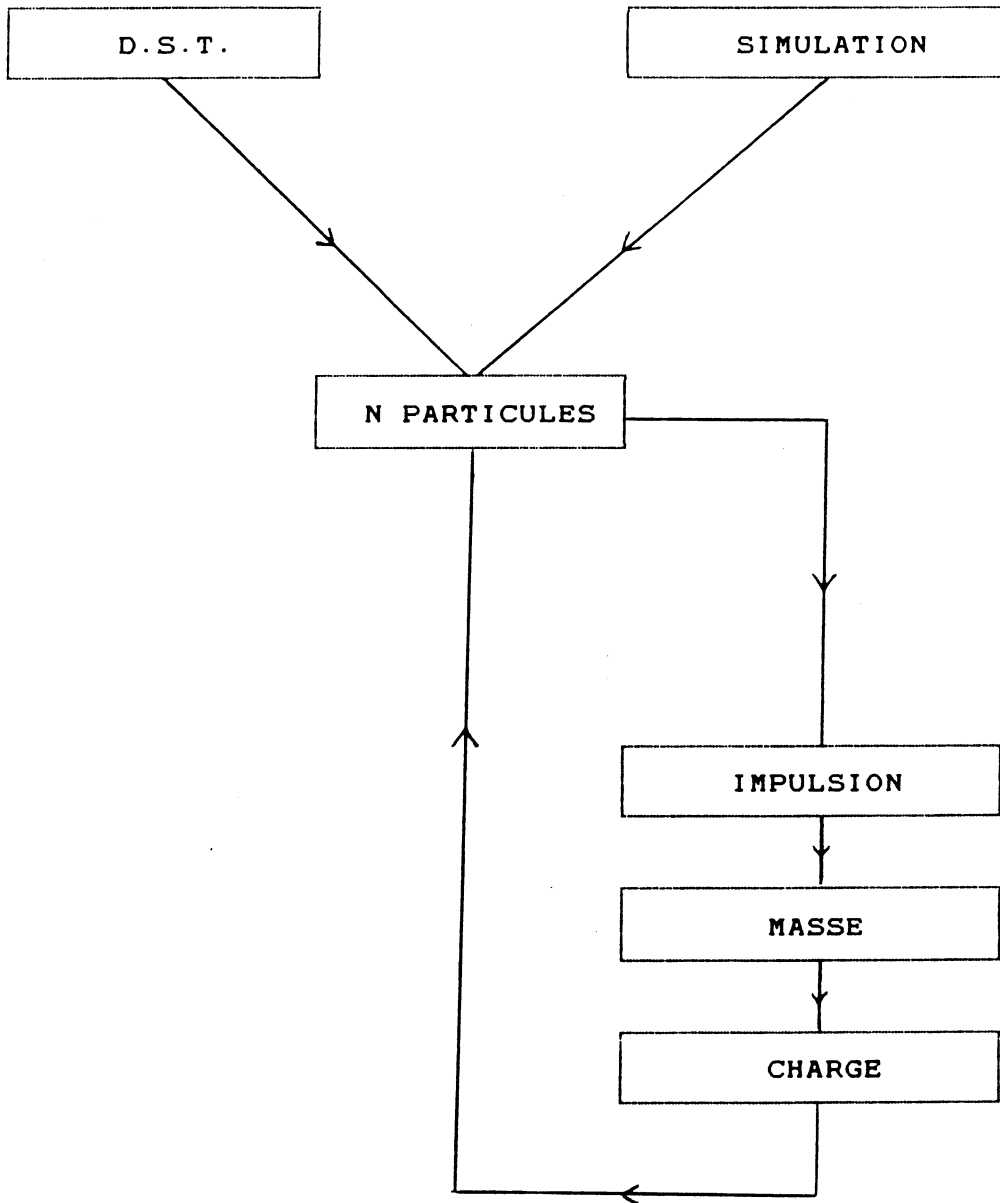
En éliminant les ajustements ayant une probabilité inférieure à 0.01%, nous constatons que 60% des V^0 sont reconstruits de manière non ambiguë.

2.7 LA SYNTHÈSE (D.S.T.)

L'ensemble des informations utiles à l'interprétation physique des données, provenant à la fois de la géométrie, de la cinématique, de l'identification des particules (S.A.D., I.S.I.S.) et des détecteurs de gammas, est résumée sous forme d'un fichier appelé D.S.T. ("data summary tape").

L'étude dynamique des interactions protons-protons à $\sqrt{s} = 26$ GeV, qui constitue cette thèse est basée sur un fichier D.S.T. contenant 10.000 interactions reconstruites.

STRUCTURE DES EVENEMENTS



3 INTERPRETATION DES DONNEES

Pour interpréter physiquement les interactions reconstruites présentes sur le fichier final de D.S.T., il faut être en mesure:

- de lever les ambiguïtés de masse lorsque la nature des particules intervient dans le phénomène dynamique étudié
- de corriger les effets des pertes ou des coupures introduites, lorsque l'on souhaite calculer des valeurs absolues ou tracer des distributions non biaisées.

Nous étudierons successivement:

1. le cas des événements dans leur ensemble
2. le cas des particules neutres
3. le cas des particules chargées.

3.1 LES EVENEMENTS

Tous les événements enregistrés au moment de la prise de données n'ont pas été reconstruits: sur les 160.000 interactions pour lesquelles le "trigger" a déclenché, seulement 10.000 figurent sur le fichier final de "D.S.T.", soit donc un événement sur 16.

Cet échantillon de 10.000 interactions est-il représentatif de la population des interactions proton-proton ?

Le critère principal pour décider de la mesure d'un événement sur les machines de précision est la présence d'un V^0 sur les clichés de chambre à bulles. Cependant, dans toutes les interactions à notre énergie, il y a production de gammas ou/et de particules étranges. Le fait que l'un des gammas produits se matérialise dans la chambre à bulles, est indépendant de la dynamique de l'interaction. Le fait que nous observions la désintégration d'un K^0 dans la chambre à bulles au lieu d'un K^0 long, d'un K chargé ou d'un K^0 court se désintégrant en dehors de la chambre à bulles, est dû au hasard et pas à une configuration particulière de l'événement dans l'espace des impulsions.

Notre critère de sélection de mesure des événements ne biaise donc pas notre échantillon: il a seulement pour effet d'enrichir notre information sur les particules produites en facilitant leur identification.

Après correction de l'inefficacité du "trigger" et renormalisation des sections efficaces topologiques, sur base des informations du dépouillement des clichés avant la mesure, nous obtenons un échantillon représentatif de l'ensemble des interactions proton-proton à $\sqrt{s} = 26$ GeV [15].

3.2 LES PARTICULES NEUTRES

Nous devons d'abord lever les ambiguïtés cinématiques restantes qui concernent 40% des V^0 et ensuite corriger les pertes dues à la technique de dépouillement.

3.2.1 Levée des ambiguïtés cinématiques

La levée des ambiguïtés cinématiques repose sur deux idées:

- 1) Une simulation des désintégrations de V^0 selon l'espace des phases montre que seuls les K^0 peuvent produire des fragments avec impulsion transverse élevée par rapport à la ligne de vol du V^0 .
- 2) Vu l'abondance des gammas produits au vertex primaire, il est plus probable que le V^0 soit en fait un gamma.

Soit donc P_T l'impulsion transverse des produits de désintégration du V^0 par rapport à sa ligne de vol et DP_T l'erreur sur cette quantité, nous appliquerons les critères suivants: pour l'ambiguïté,

- K^0 / Λ^0 si $P_T > 110 \text{ MeV} + DP_T$ on retient l'hypothèse K^0
- K^0 / γ si $P_T > 110 \text{ MeV} + DP_T$ on retient l'hypothèse K^0
- et dans les autres cas, on retient l'hypothèse gamma.

Les études basées sur des simulations et des distributions angulaires dans le centre de masse du V^0 , montrent que l'application de cette procédure ne nécessite pas l'introduction de facteurs correctifs [16].

3.2.2 Correction due aux pertes lors du dépouillement

Les pertes lors du dépouillement sont dues d'une part aux V^0 se désintégrant trop près du vertex primaire, donc difficiles à repérer par l'opérateur, et d'autre part aux V^0 se désintégrant en dehors de la chambre à bulles. Ces effets défavorisent respectivement les V^0 de faible et de haute impulsion.

Notons:

L la distance séparant le vertex primaire de celui du V^0

Lmoy la longueur moyenne de désintégration du V^0

$$L_{moy} = p/m * c * \tau$$

p l'impulsion du V^0 dans le laboratoire

m la masse du V^0

τ la durée de vie moyenne du V^0

c la vitesse de la lumière dans le vide

Lmax la distance maximum que pourrait parcourir la particule neutre le long de sa ligne de vol tout en restant dans la chambre à bulles

Notons par C2 la correction due aux désintégrations en dehors de la chambre à bulles ; elle est donnée par:

$$C2 = e^{-L_{max}/L_{moy}}$$

Le facteur de pondération du V^0 est W donné par:

$$W = \frac{1}{1 - C1 - C2}$$

où il reste à calculer la correction C1 correspondant aux V^0 se désintégrant trop près du vertex primaire. Cette correction C1 est trouvée par différence entre la courbe expérimentale de

désintégration corrigée du facteur C2 et la courbe exponentielle de désintégration, connue par la durée de vie du V^0 .

On trouve ainsi, en posant $L_m = L_{\max}/L_{\text{moy}}$:

$$C1 = 0.049 \quad \text{pour } L_m > 0.2$$

$$C1 = 1 - \exp(-L_m) - 0.5 L_m - 0.6 (L_m)^2 \quad \text{pour } L_m < 0.2$$

En appliquant le facteur de pondération W calculé ci-dessus, nous corrigeons nos distributions de V^0 des biais expérimentaux dans la région d'impulsion comprise entre 0 et 50 GeV pour les K^0 , et entre 0 et 30 GeV pour les Λ^0 .

3.3 LES PARTICULES CHARGÉES

En combinant l'information du détecteur I.S.I.S. (qui mesure l'ionisation des particules dans un mélange gazeux) avec celle de la chambre à bulles ou du spectromètre (qui mesure l'impulsion des particules), il est possible de discriminer les masses des particules puisque l'ionisation augmente avec la vitesse [17,18].

3.3.1 Critère de décision

Soit I_m : l'ionisation mesurée

I_0 : la valeur du minimum d'ionisation pour la masse m

I_e : l'ionisation attendue pour une particule de masse m et d'impulsion p , sur base de la courbe de Landau.

La distribution expérimentale de $\ln(I_m/I_0)$ est une gaussienne [19] dont la largeur mesurée dans notre expérience vaut $0.60/\sqrt{n}$ où n est le nombre de fils utilisés pour l'échantillonnage de l'ionisation. On peut donc définir un χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{\left(\log \frac{I_m}{I_0} - \log \frac{I_e}{I_0}\right)^2}{\left(\frac{0.60}{\sqrt{n}}\right)^2}$$

à un degré de liberté, pour chacune des 3 hypothèses de masse envisagée (π , K , p).

Si l'une des trois probabilités est supérieure aux autres d'au moins un facteur 2, nous assignons la masse correspondante à la particule. Dans les autres cas, nous considérons l'identification comme ambiguë et nous écartons ces particules

des analyses où la masse est nécessaire. Le choix du facteur 2 est arbitraire, mais représente un bon compromis entre les deux attitudes extrêmes suivantes: la première de ne jamais prendre de décision, la seconde de toujours prendre une décision mais d'augmenter trop fortement les fausses identifications.

3.3.2 Procédure de correction

Nous devons appliquer une correction car d'une part nous ne disposons pas de l'information d'ionisation pour toutes les particules chargées (acceptance géométrique limitée, absence d'information d'ionisation pour certaines particules) et d'autre part nous commettons des erreurs d'identification (en contaminant les particules d'une espèce par celles d'une autre espèce ou en ne prenant pas de décision pour certaines particules).

La correction d'acceptance est déterminée expérimentalement, en fonction de l'impulsion, par le rapport entre le nombre de particules à cette impulsion et le nombre de particules identifiées à cette impulsion.

Elle varie linéairement entre 5 et 7 GeV où elle passe de 0.30 à 0.60, puis demeure constante à cette valeur de 0.60 jusqu'à 100 GeV.

La correction de contamination est déterminée par simulation du détecteur I.S.I.S.: nous générons des trajectoires dans le détecteur pour chacune des 3 hypothèses de masse et pour chaque impulsion en GeV ; nous regardons quelle décision serait prise par notre critère d'identification et construisons pour chaque impulsion une matrice C de contamination définie par:

$C(i,j)$ = probabilité qu'une particule de masse réelle $m(j)$ soit interprétée comme particule de masse $m(j)$
 i et j allant de 1 à 3 et représentant les trois hypothèses de masse considérées (π , K , p)

Définissons:

N la matrice colonne représentant le nombre réel de particules de chaque espèce

M celle représentant le nombre mesuré en utilisant notre critère de discrimination.

La relation matricielle entre N et M s'écrit:

$$M = C.N$$

que nous pouvons inverser pour calculer N d'après M :

$$N = C^{-1}.M$$

L'application de l'inverse de la matrice C permet donc simultanément de décontaminer et de corriger l'échantillon mesuré [20].

Dans le cas où l'on souhaite étudier des paires de particules chargées de type $\alpha\beta$, telles que la particule α ait une impulsion voisine de $p\alpha$, et la particule β a une impulsion voisine de $p\beta$, nous construisons d'abord la matrice Q définie par:

$Q(i,j)$ = nombre mesuré de paires de particules de type i,j
telles que i a la même charge que α et une impulsion voisine de $p\alpha$ et telles que j a la même charge que β et une impulsion voisine de $p\beta$.

Notons C_α et C_β les matrices C correspondant aux impulsions p_α et p_β .

La matrice R contenant le nombre réel de paires de chaque espèce est donnée par:

$$R = C_\alpha^{-1} \cdot Q \cdot (C_\beta^T)^{-1}$$

Cette formule sera utilisée pour l'étude des corrélations entre paires de particules chargées telles que π^+ π^- , K^+ K^-

3.3.3 Contrôle de l'ensemble de la procédure

Sur un lot de 585 π^\pm identifiés de manière sûre par le programme de cinématique (car provenant de la désintégration d'un V^0 ayant un ajustement cinématique non ambigu) et ayant une identification "unique" dans I.S.I.S. par notre critère de décision, les résultats sont les suivants:

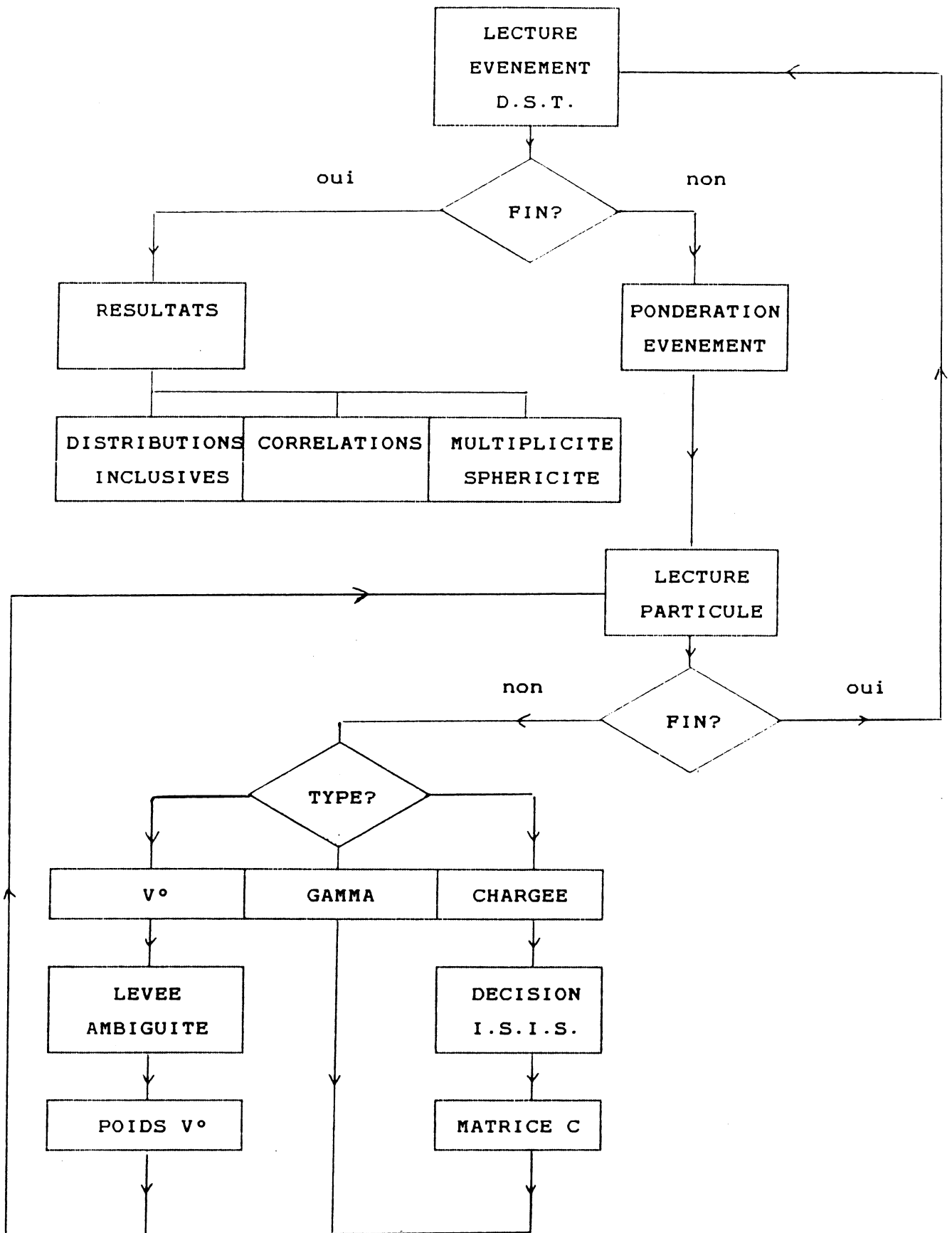
assignation	expérience	prédiction
$\pi^\pm \rightarrow \pi^\pm$	547	530
$\pi^\pm \rightarrow K^\pm$	32	27
$\pi^\pm \rightarrow p$	6	5

La même comparaison pour un lot de 117 protons donne:

assignation	expérience	prédiction
$p \rightarrow p$	96	103
$p \rightarrow K^\pm$	21	20

L'accord entre la prédiction de notre simulation du détecteur I.S.I.S. et la mesure expérimentale, donne confiance en la méthode utilisée.

FLUX DE L'ANALYSE PHYSIQUE



4 LES MODELES THEORIQUES D'HADRONISATION

La théorie de la chromodynamique quantique (Q.C.D.) englobe, dans le cadre de son formalisme lagrangien, l'ensemble des phénomènes liés à l'interaction forte. Cependant, le passage de ce lagrangien à des prédictions quantitatives est fort complexe même dans les cas où le calcul des perturbations est applicable. Ceci est dû au fait que les gluons qui sont les médiateurs de l'interaction forte sont en même temps porteurs de charge de couleur, ce qui augmente le nombre de diagrammes d'interactions possibles. Cette situation contraste avec l'électrodynamique quantique où le photon médiateur de l'interaction électromagnétique ne porte pas de charge électrique.

L'augmentation rapide de la constante de couplage avec la distance rend impossible la résolution du problème du confinement par la technique des perturbations. De même que la chromodynamique quantique ne permet pas le calcul de certaines propriétés statiques des états liés (par exemple le calcul théorique des masses reste un problème ouvert), elle s'avère aussi inefficace pour étudier les propriétés dynamiques des hadrons. C'est pourquoi l'étude des collisions hadroniques nécessite l'introduction de modèles pour décrire l'interaction des hadrons en terme de partons et l'hadronisation, c'est à dire la manière dont les quarks en interactions se transforment en particules observables.

Partant du modèle d'hadronisation de LUND, qui a été testé avec succès dans les interactions e^+e^- , nous étudierons sa généralisation aux interactions proton-proton et deux de ses variantes (D.T.U. et EPOCS).

4.1 MODELE D'HADRONISATION DE LUND

4.1.1 Principes et postulats essentiels

Le modèle d'hadronisation de LUND est un modèle général permettant de décrire l'hadronisation des partons (quarks, diquarks, gluons) à l'aide d'un nombre restreint de paramètres [21].

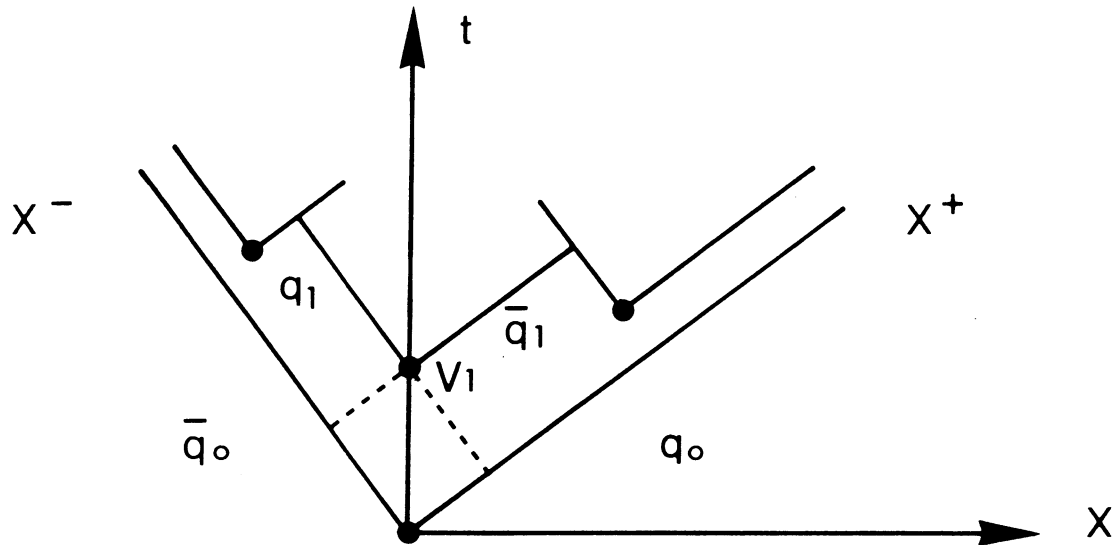
Il est fondé sur un schéma de cascades itératif, relativiste et symétrique;

itératif: une paire quark-antiquark est créée à chaque itération, dans le champ de couleur reliant deux partons colorés. Le système est brisé en deux parties qui se fragmentent indépendamment les unes des autres et de manière semblable à celle du système initial

relativiste: les notations sont relativistes, et les schémas sont dessinés directement dans un espace-temps. Les processus sont calculés en fonction d'invariants de Lorentz (invariance de forme pour un changement de référentiel)

symétrique: que l'on considère la production de particules depuis l'un ou l'autre des partons (par exemple du quark vers l'antiquark ou de l'antiquark vers le quark), le résultat est identique.

MECANISME D'HADRONISATION DE LUND



Une paire $q_1 \bar{q}_1$ est créée dans le champ de couleur de la paire initiale $q_0 \bar{q}_0$.
D'autres paires sont ensuite créées.

4.1.2 Le formalisme analytique

Précisons analytiquement le modèle en considérant, par exemple, une paire quark-antiquark produite lors d'une collision e^+e^- de haute énergie.

Le modèle du champ de couleur, entre le quark et l'antiquark créés, est une corde relativiste de tension k . On la représente dans l'espace-temps (x,t) à deux dimensions ou dans l'espace énergie-impulsion (P,E) , en utilisant les variables de cône de lumière:

$$x^\pm = t \pm x$$

$$W^\pm = E \pm P$$

La corde relativiste décrit un mouvement de yo-yo, et couvre chaque demi-période une surface de l'espace-temps égale à m^2/k^2 .

Les trois invariants de Lorentz indépendants considérés sont:

$$s = W^+ W^-$$

$$\Gamma = k^2 x^+ x^-$$

$$z = \frac{k x^+}{W^+}$$

représentant respectivement le carré de la masse de la corde, le carré du temps propre, la fraction de W^+ emportée par un méson créé en (x^+, x^-) .

Etudions la loi de distribution de probabilité P des vertex de production:

$$P = P(s, \Gamma, z)$$

Deux hypothèses sont introduites:

1) quand l'énergie dans le système du centre de masse est grande par rapport aux masses des hadrons, la distribution de probabilité des vertex approche une limite finie:

$$\lim_{s \rightarrow \infty} P(s, \Gamma, z) = P(\Gamma, z)$$

2) lorsque cette limite est atteinte, on peut factoriser P en dépendance temporelle H(Γ) et en dépendance fractionnelle f(z)

$$P = H(\Gamma) \cdot f(z)$$

$$\int_0^{\infty} H(\Gamma) d\Gamma = 1$$

$$\int_0^1 f(z) dz = 1$$

Moyennant ces deux hypothèses, les auteurs [22] démontrent que la solution unique vérifiant les principes de symétrie est:

$$H(\Gamma) = C \Gamma^a e^{-b\Gamma}$$

$$f(z) = \frac{N}{z} (1-z)^a e^{-b m^2/z}$$

où a et b sont des paramètres libres et où C et N sont des constantes de normalisation (voir schémas des fonctions H(Γ) et f(z)).

Les auteurs montrent ensuite comment ces résultats doivent être modifiés, pour être appliqués à une énergie quelconque. La forme analytique des équations devient plus compliquée, mais les paramètres a et b restent des constantes, indépendantes de l'énergie.

L'application de ce modèle aux collisions e+e- a permis de fixer empiriquement les valeurs de a et b:

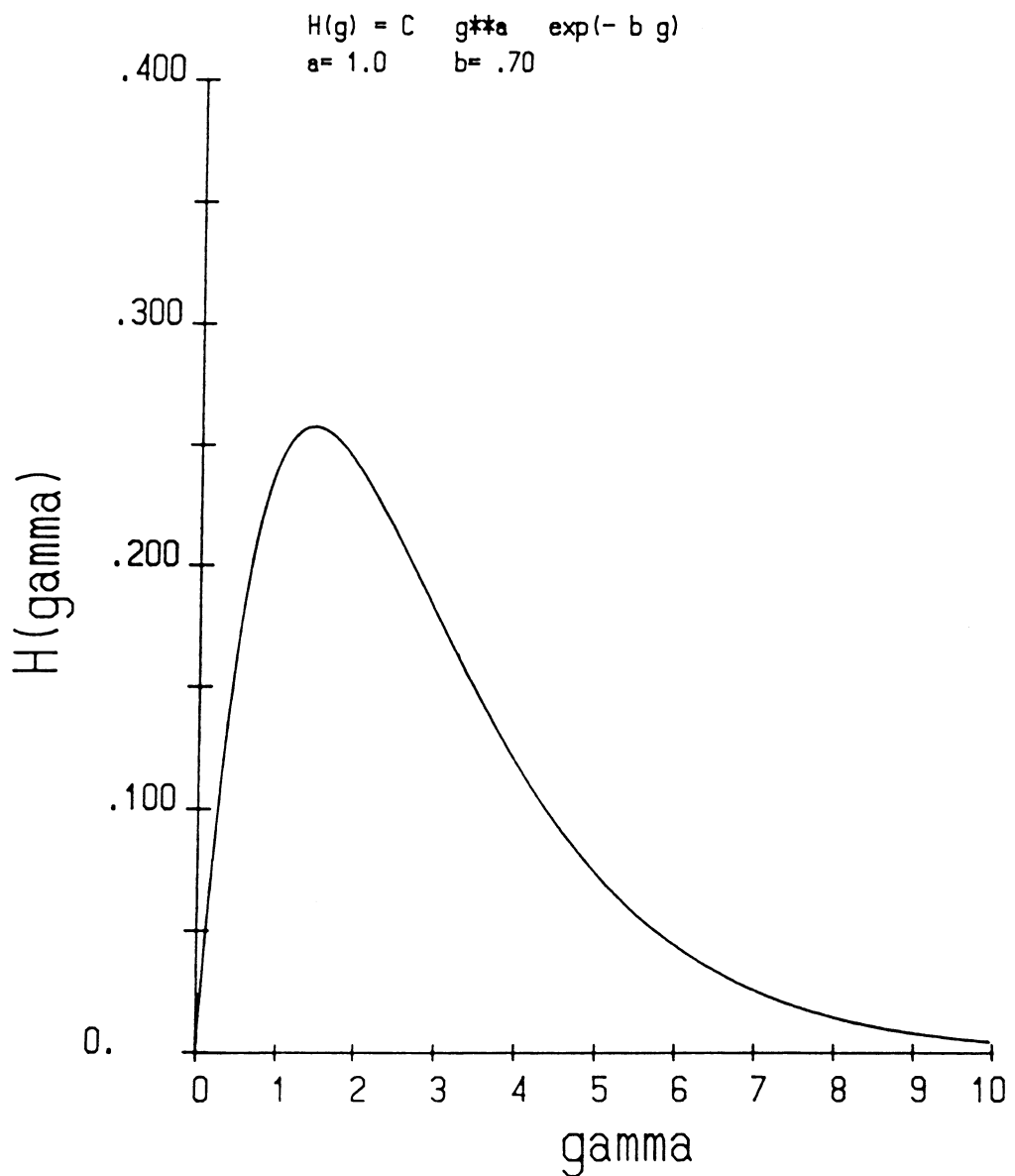
$$a = 1 \quad \text{et} \quad b = 0.7$$

Les gluons peuvent être inclus dans le modèle, en les considérant comme des coudes de masse nulle se propageant le long de la corde à la vitesse de la lumière. Ces coudes sont tirés par la corde avec une force double de celle exercée aux extrémités. En Q.C.D., ce rapport est

$$\frac{2}{1 - 1/N_c^2} = 1.78$$

où N_c désigne le nombre de couleurs et vaut trois. Ce modèle simple permet de reproduire les caractéristiques des événements à trois jets observés dans les collisions e^+e^- .

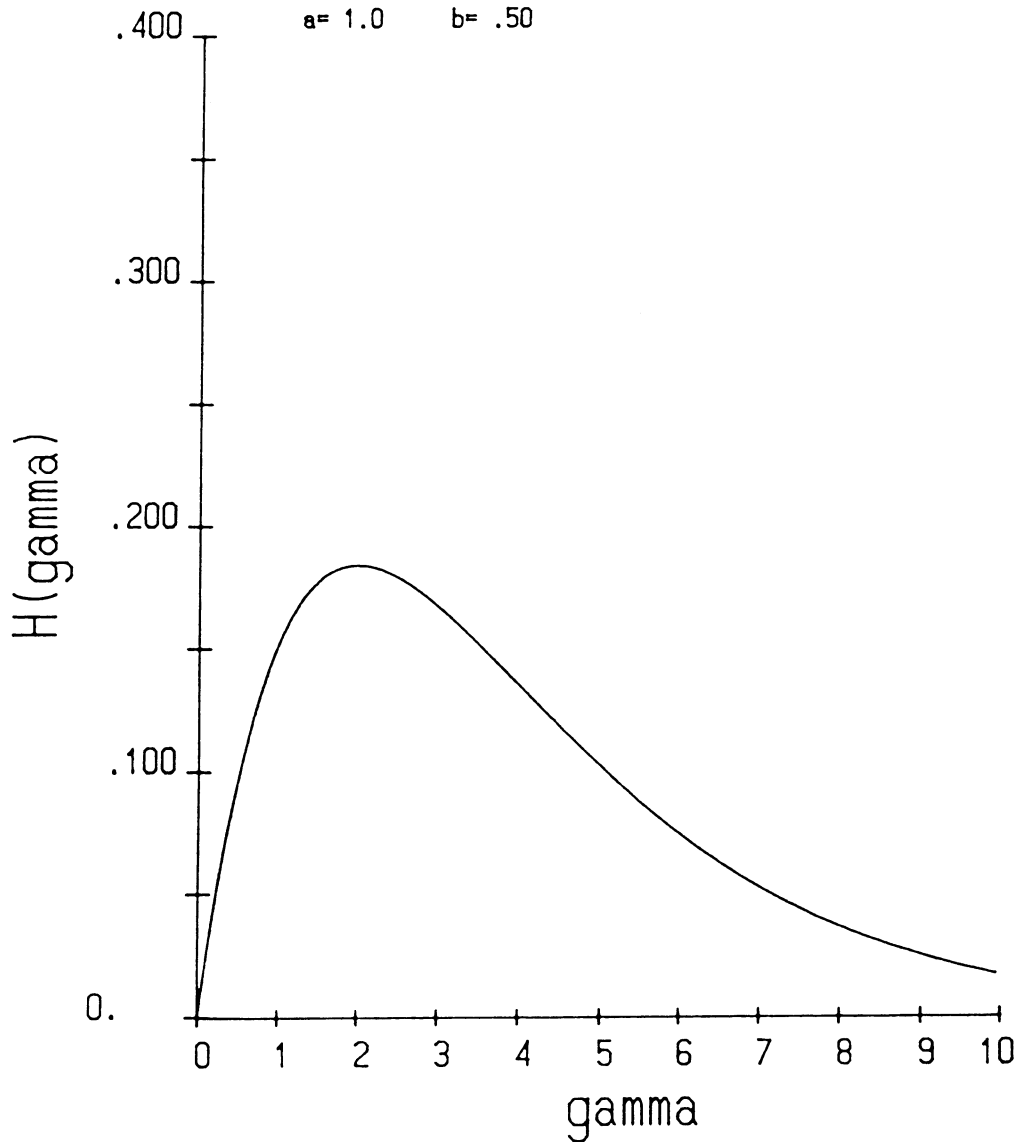
MODELE DE LUND fonction H



MODELE DE LUND
fonction H
autre valeur de b

$$H(g) = C g^a \exp(-b g)$$

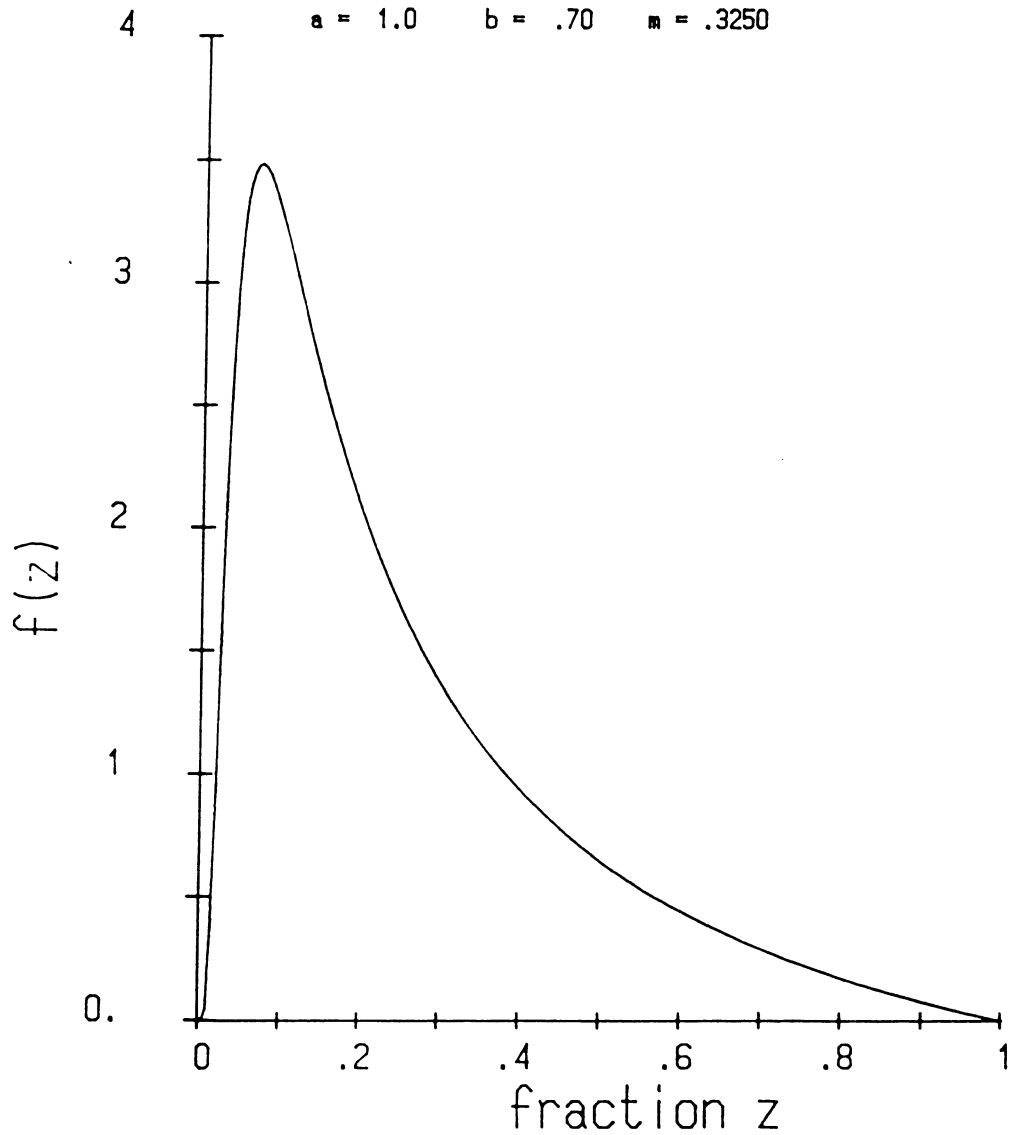
a= 1.0 b= .50



MODELE DE LUND
fonction $f(z)$
quark léger

$$f(z) = N (1/z) (1-z)^{2a} \exp(-b m^2 / z)$$

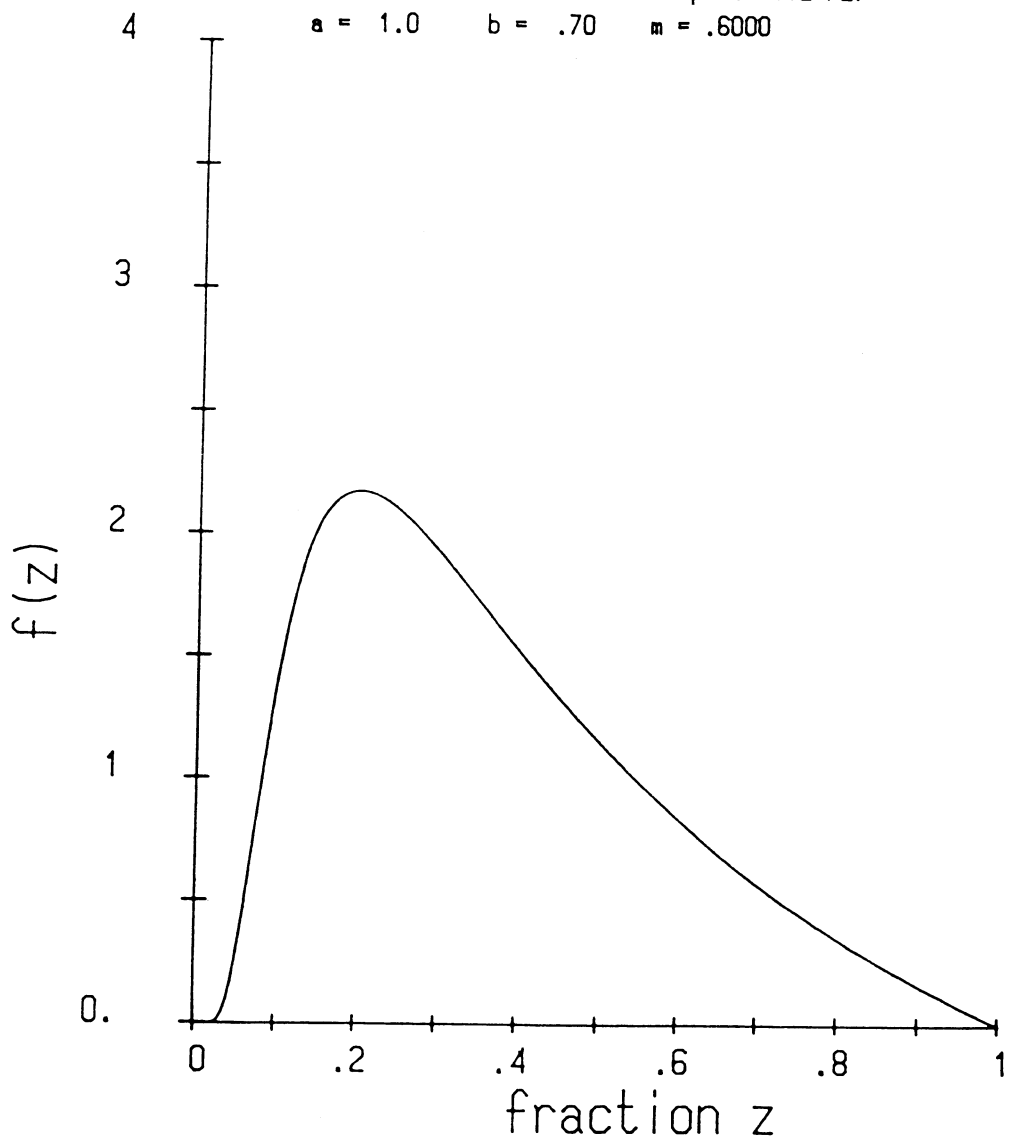
$a = 1.0$ $b = .70$ $m = .3250$



MODELE DE LUND
fonction f(z)
diquark (ud) spin 1

$$f(z) = N (1/z) (1-z)^a \exp(-b m^2 / z)$$

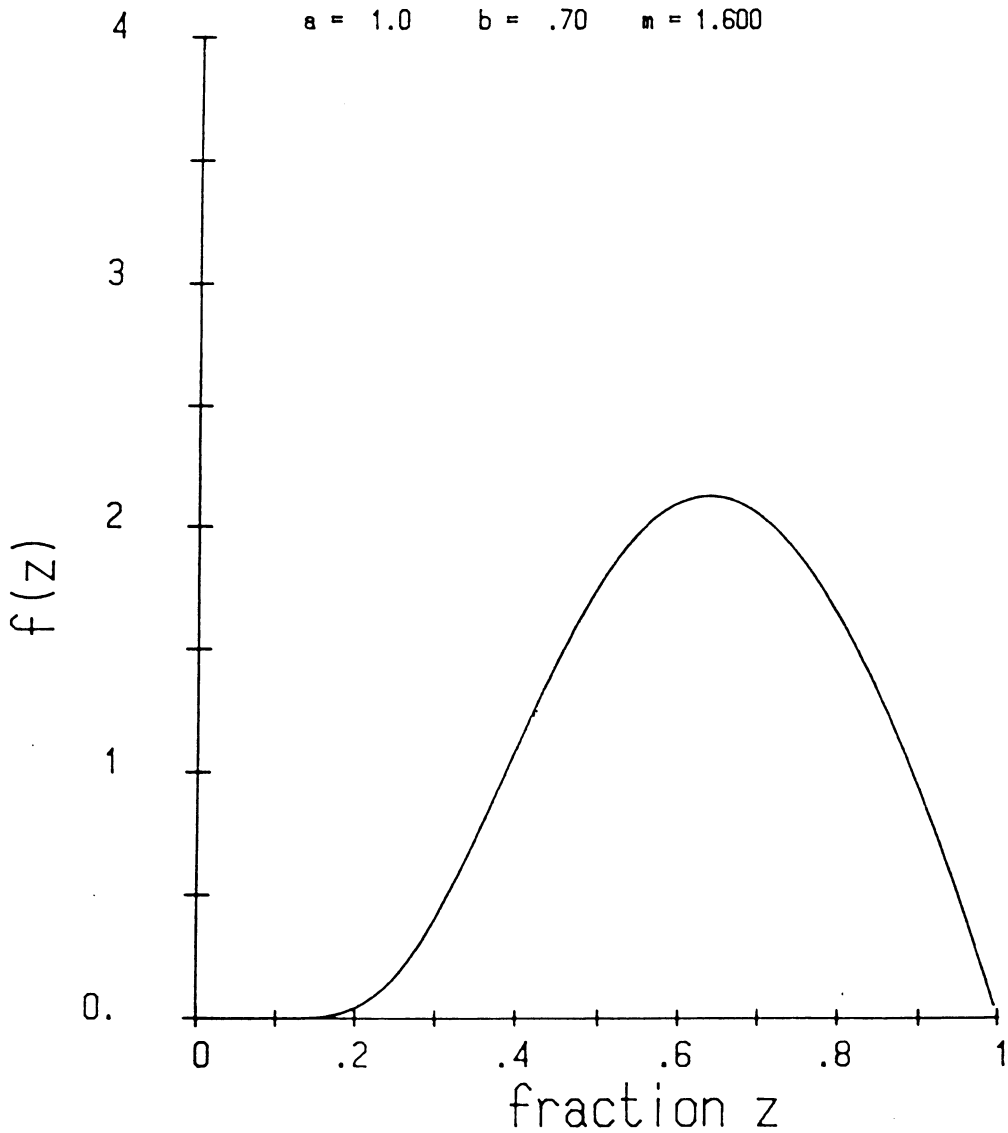
a = 1.0 b = .70 m = .6000



MODELE DE LUND
fonction f(z)
quark lourd

$$f(z) = N (1/z) (1-z)^{2a} \exp(-b m^2 / z)$$

a = 1.0 b = .70 m = 1.600



4.1.3 Le formalisme numérique

En pratique, le formalisme analytique du modèle de LUND est inclus dans un programme de simulation Monte-Carlo consistant en un ensemble de routines. Celles-ci permettent de définir des jets de partons (quarks, diquarks, gluons) au choix de l'utilisateur, puis de les convertir en hadrons observables. Ce passage des partons colorés aux particules observables "singulet" de couleur est appelé hadronisation.

Le spectre de masse des particules stables et des résonances connues est explicitement introduit dans le programme de simulation numérique, ainsi que leurs nombres quantiques (via leur contenu en quarks et leur spin-parité).

Pour les autres particules, dont les diquarks, une paramétrisation est utilisée pour calculer leur masse, en fonction des masses des quarks et des constantes de couplage de spin. Les masses des quarks utilisées sont (en GeV):

$$m_u = m_d = 0.325 \quad m_s = 0.5 \quad m_c = 1.6$$

Ces valeurs découlent des masses des particules stables connues, entre autre:

$$m_u \cong \frac{1}{3} m_{\text{proton}} \quad m_s \cong \frac{1}{2} m_{\phi} \quad m_c \cong \frac{1}{2} m_{J/\psi}$$

L'intensité du couplage de spin est déterminée par les différences de masse:

$$m_{\rho^0} - m_{\pi^0} = 0.160 \text{ GeV} \quad \text{pour les mesons}$$

$$m_{\Lambda^0} - m_{\Sigma^0} = 0.048 \text{ GeV} \quad \text{pour les baryons}$$

Ces valeurs permettent de calculer la masse des diquarks AB par la formule:

$$M = m_A + m_B + 0.16 \frac{m_u^2}{m_A m_B} \times \begin{matrix} -3 & \text{pour un spin 0} \\ +1 & \text{pour un spin 1} \end{matrix}$$

On obtient ainsi $m(\text{ud})$ spin 0 = 0.4 GeV

$m(\text{ud})$ spin 1 = 0.6 GeV

Un tableau, noté CFR dans le programme, contient:

- le mélange de saveurs des mésons neutres tel qu'il découle du groupe SU(3) de saveur
- les poids pour la production de baryons de spin 1/2 et 3/2 à partir d'une combinaison quark-diquark donnée tels qu'ils découlent du groupe SU(6) de saveur-spin
- les valeurs moyennes des opérateurs de spin tels qu'ils découlent du calcul matriciel de Pauli

Toutes ces valeurs sont des entiers, des fractions d'entiers ou des racines carrées de fractions d'entiers, bien définies, et ne sont pas des paramètres ajustables.

4.1.4 Facteurs de suppression dus aux masses

On peut étudier la production d'une paire de partons colorés, dans un champ uniforme de couleur, par un processus quantique d'effet tunnel. L'élément de production de paire est proportionnel au recouvrement entre le champ de couleur initial (fonction d'onde uniforme et constante) et l'état final de la paire (fonction d'onde décroissant exponentiellement) :

$$|M|^2 \div \exp(-\pi\mu^2/k)$$

avec μ = masse de la paire créée

k = tension de la corde de couleur ≈ 0.2 (GeV/c)²

Ce raisonnement montre que la production de quarks étranges est défavorisée par rapport à celle des quarks légers (u et d), tandis que celle de quarks lourds (charme, beauté) est pratiquement impossible lors de l'hadronisation.

Les probabilités relatives de production des différents diquarks sont également calculables. Notons cependant que les masses qui interviennent ici au niveau du seuil de production de partons sont inférieures à celles qui interviennent au niveau des masses des mésons ou baryons. Elles leur sont inférieures d'environ 200 MeV pour un quark et d'environ 100 MeV pour un diquark. Ceci peut s'expliquer par la présence des gluons de liaison à l'intérieur des mésons ou baryons, qui n'existent pas encore au moment de la production de paires. On obtient expérimentalement, dans les interactions $e^+ e^-$, les valeurs suivantes des facteurs de suppression :

$$F_s(1) = \frac{P(qq)}{P(q)} = 0.1$$

$$F_s(2) = \frac{P(s)}{P(u)} = 0.3$$

$$F_s(3) = \frac{P(us)}{P(ud)} / \frac{P(qq)}{P(q)} = \frac{0.04}{0.10} = 0.4$$

$$F_s(4) = \left(\frac{1}{3}\right) \frac{P(ud)_{spin1}}{P(ud)_{spin0}} = 0.05$$

où F_s désigne un facteur de suppression, et $P(x)$ la probabilité de production de x . Ainsi:

$F_s(1)$ est le facteur de suppression du diquark relativement au quark

$F_s(2)$ est le facteur de suppression du quark étrange par rapport aux quarks légers u et d

$F_s(3)$ est le facteur de suppression du diquark étrange par rapport au diquark léger

$F_s(4)$ est le facteur de suppression du diquark ud de spin 1 par rapport au diquark de spin 0 (hormis le facteur trois dû au rapport du nombre d'états possibles).

Tous ces facteurs, mesurés expérimentalement, sont en accord avec les valeurs calculées par le raisonnement d'effet tunnel expliqué ci-dessus. Ils constituent ainsi un premier test de consistance interne du modèle [23].

4.1.5 Impulsion transverse

La paire de partons est créée avec une impulsion transverse totale nulle, pour satisfaire à la conservation de l'impulsion. Mais chacun des partons peut-être produit avec une impulsion transverse non nulle, du moment qu'elle est compensée par celle de l'autre parton. Nous remplaçons donc la masse μ dans le raisonnement ci-dessus, par la masse μ_T définie par:

$$\mu_T = \sqrt{\mu^2 + k_T^2}$$

où k_T est l'impulsion transverse d'un parton. Nous obtenons ainsi immédiatement une distribution gaussienne en k_T . La largeur de cette gaussienne vaut approximativement:

$$\sigma_{k_T} = \sqrt{\frac{k}{\pi}} \sim 0.25 \text{ GeV}$$

Elle est notée $\langle k_T \rangle$ et appelée k_T primordial. Sur base d'observation du $\langle P_T \rangle$ (valeur moyenne de l'impulsion transverse) des hadrons dans les événements $e^+ e^-$ à 2 jets, on en déduit que $\langle k_T \rangle \approx 0.4 \text{ GeV}$. Cette valeur est supérieure à la prédiction approximative de 0.25 GeV à cause de la contribution des gluons mous (de faible énergie) au processus d'excitation transverse, après que la paire de partons ait été créée.

Les distributions en impulsion transverse P_T des hadrons, observées expérimentalement, ne sont cependant pas des gaussiennes, puisque la racine carrée de la somme des carrés de deux gaussiennes n'est pas une gaussienne, mais une distribution dite de χ , produit d'une puissance par une exponentielle quadratique. D'autre part, la désintégration des résonances en particules plus légères, modifie cette distribution. Nous ajusterons les distributions en P_T par un produit de quatre termes: une constante de normalisation, une puissance, une exponentielle et une exponentielle quadratique (voir l'étude des distributions inclusives).

4.2 APPLICATION DU MODELE AUX DIFFERENTS TYPES DE COLLISIONS

4.2.1 Application aux collisions lepton-lepton

Le modèle d'hadronisation de LUND a d'abord été appliqué aux interactions $e^+ e^-$, qui offrent l'avantage d'un état initial simple, puisque les électrons sont ponctuels (donc sans structure) et ne portent pas de charge de couleur [24].

Si l'on néglige l'interaction faible (Z^0 et W^\pm), qui ne se manifeste qu'à haute énergie, les électrons s'annihilent en un photon virtuel (de spin 1). Celui-ci se matérialise en une paire de fermions conjugués de charge (lepton-antilepton ou quark- antiquark) avec une probabilité proportionnelle au carré de la charge électrique de la paire créée. Chacun des deux fermions produits emporte exactement la moitié de l'énergie, dans des sens opposés, en vertu du principe de conservation de l'énergie-impulsion. L'angle θ entre la direction des fermions produits et celle du faisceau d'électrons, est donnée par la Q.E.D. et suit une loi en

$$(1 + \cos^2 \theta)$$

à cause du spin de photon. Etudions le cas où les deux fermions produits sont des quarks (en fait un quark et un antiquark de même saveur liés par interaction forte de couleur). Oublions la correction Q.C.D. (d'ordre $\alpha_s \approx 15\%$) liée à l'émission d'un gluon énergétique, et donnant naissance à un événement complexe à 3 jets. Les jets initiaux sont bien définis, sans introduction de paramètres ou de schémas d'interactions nouveaux. On peut donc confronter directement les prédictions du modèle d'hadronisation de LUND aux événements à 2 jets observés dans 85% des interactions $e^+ e^-$.

4.2.2 Application aux collisions lepton-hadron

Le lepton ne peut interagir avec le hadron que par interaction électromagnétique, via émission d'un photon virtuel. Celui-ci peut alors interagir avec l'un des partons chargés du hadron cible.

Dans le cas d'un méson, l'effet de cette interaction est de séparer le quark de l'antiquark, en créant une corde de couleur [25]. Dans le S.C.M. (système du centre de masse) de la collision, le parton qui a interagi avec le photon (et noté I dans la suite de la discussion), sera presque au repos et prendra donc une faible fraction x_I de l'énergie tandis que l'autre parton (noté L pour "leading") continue avec le restant de l'énergie. En première approximation, on peut considérer $x_I = 0$ [26] mais cette hypothèse simplificatrice sous estime la probabilité qu'un méson produit à $Z > 0.2$ emporte un quark de la cible (contradiction avec des expériences en particules étranges : [27]). On paramétrise x_I simplement par:

$$P(x_I) = 3(1 - x_I)^2$$

Dans le cas d'un baryon, en plus du parton I et L nous avons un troisième parton, dit de jonction (et noté J) situé entre I et L qui emporte une fraction x_J de l'énergie voisine de 50% ne pouvant valoir ni 0, ni 1. On la paramétrise simplement par:

$$P(x_J) = 6x_J(1 - x_J)$$

La structure du baryon est donc prise en compte à la fois par les fractions x_I et x_J mais aussi par l'ordre des 3 quarks [28].

4.2.3 Application aux collisions hadron-hadron

Les principes expliqués ci-dessus restent d'application ici mais l'état initial est plus complexe puisque dans le cas d'une collision proton-proton, par exemple, nous avons six quarks qui participent à l'interaction.

Lorsque les deux hadrons initiaux se rapprochent l'un de l'autre, leurs champs de couleur peuvent se recouvrir, au moins partiellement. Il y a alors interaction entre un parton du premier hadron et un parton du second hadron, avec création d'un tube de couleur (corde) entre ces deux partons.

Nous étudierons trois modèles différents d'interaction, dans le cas d'une interaction proton-proton: le modèle à une corde de LUND et deux modèles à deux cordes: D.T.U. et EPOCS.

4.2.3.1 Modèle à une corde (LUND)

Dans le schéma d'interaction le plus simple, une seule corde est formée (voir schéma). Un quark du premier proton interagit fortement avec un quark du second proton: une corde est formée entre ces deux quarks notés I. Les deux autres quarks de chaque proton jouent le rôle de jonction (quarks J) et de "leading" (quark L). Leur direction n'est pratiquement pas affectée par la collision et l'axe de la corde est confondu avec la direction du faisceau. Ce schéma est celui proposé initialement par l'école de LUND et sera appelé dans la suite de la thèse "modèle de LUND". Il est entièrement calculable sans l'introduction de nouveaux paramètres et ses prédictions peuvent donc être directement confrontées à l'expérience [29].

4.2.3.2 Modèles à deux cordes (D.T.U. et EPOCS)

Dans des schémas d'interaction plus complexes, plusieurs cordes sont formées (voir schéma). Nous nous limiterons ici aux modèles à deux cordes. Les modèles à n cordes introduisent trop de paramètres et sont appliqués aux interactions à plus haute énergie ("colliders" UA1 par exemple).

Pour chacun des deux protons incidents, l'interaction sépare les quarks de valence en deux systèmes colorés: un quark et un diquark, dans un état de couleur $(3, -3)$, et qui se partagent l'impulsion du proton. Deux cordes se forment alors suite à l'interaction entre les deux protons: l'une entre l'état coloré 3 du premier proton et l'état coloré -3 du second proton, l'autre entre l'état coloré -3 du premier proton et l'état coloré 3 du second proton.

Ils forment un angle par rapport à la direction du faisceau, angle déterminé par le k_T primordial des partons les constituant, et hadronisent indépendamment l'un de l'autre.

Pour préciser quantitativement le mécanisme de séparation de couleur, nous devons paramétriser les fonctions $P_{\alpha\beta}(x_1, x_2)$ qui déterminent la probabilité que l'interaction brise le premier proton en un quark de saveur α , emportant une fraction x_1 de son énergie (la saveur et l'énergie du diquark restant s'en déduit par conservation des nombres quantiques et de l'énergie-impulsion) et brisent le second proton en un quark de saveur β , emportant une fraction x_2 de son énergie. Par factorisation nous avons:

$$P_{\alpha\beta}(x_1, x_2) = \frac{1}{9} P_{\alpha}(x_1) P_{\beta}(x_2)$$

où le facteur 9 est le produit du nombre de quarks de valence de chaque proton, et où les fonctions P_α sont paramétrisées par:

$$P_\alpha(x) = C \cdot x^n \cdot (1-x)^m$$

où C est une constante de normalisation puisque:

$$\int_0^1 P_\alpha(x) dx = 1$$

Dans le modèle EPOCS développé par Tokyo [30] n et m sont interprétés respectivement comme l'ordonnée à l'origine des trajectoires de Regge d'un méson léger ou d'un baryonium exotique (deux quarks, deux antiquarks). En considérant la trajectoire du méson ρ , on obtient $n = -1/2$. Pour les baryoniums exotiques on a peu d'informations expérimentales et l'on sait seulement que leur ordonnée à l'origine devrait être comprise entre 0 et 2. On prendra donc $m = 1$.

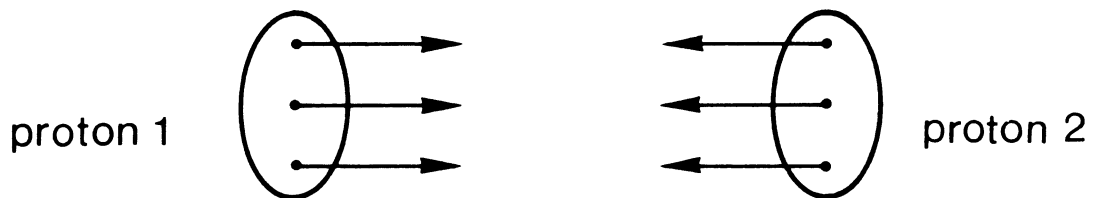
Dans le modèle D.T.U. développé par Capella [31,32,33], n et m sont déduits de la paramétrisation phénoménologique des fonctions de structure des quarks de valence du proton, telles qu'elles sont observées expérimentalement. On obtient ainsi $n = -1/2$ et $m = 3$ ou 4 selon que la saveur α du quark est u ou d.

Ces deux modèles (EPOCS et D.T.U.) sont très voisins l'un de l'autre; ils utilisent le même schéma d'interaction, la même forme de paramétrisation de l'énergie, le même mécanisme d'hadronisation. Ils diffèrent seulement par la valeur numérique d'un seul paramètre.

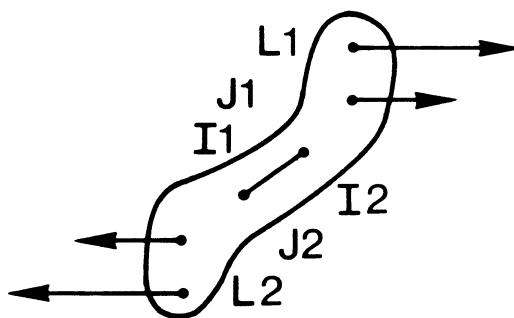
Le sigle D.T.U. signifie "Dual Topological Unitarisation". Par unitarité, la section efficace totale d'interaction proton-proton est proportionnelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique proton-proton. Celle-ci est dominée à haute énergie par l'échange d'un Poméron (voir schéma). Le Poméron, introduit initialement dans le cadre de la phénoménologie de Regge, est réinterprété actuellement, dans le cadre de la chromodynamique quantique, comme un échange de plusieurs gluons.

SCHEMA DE COLLISION PROTON-PROTON:
MODELE A UNE CORDE (LUND)

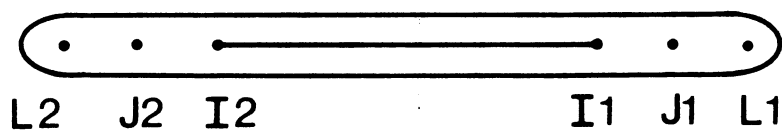
a. avant interaction



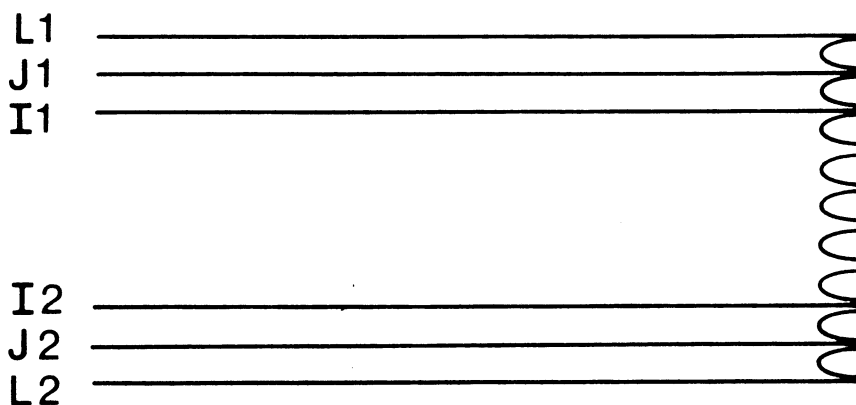
b. en interaction: formation de la corde



c. élongation de la corde

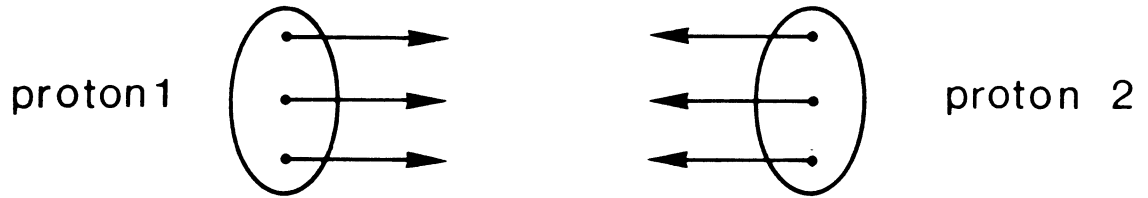


d. diagramme d'hadronisation

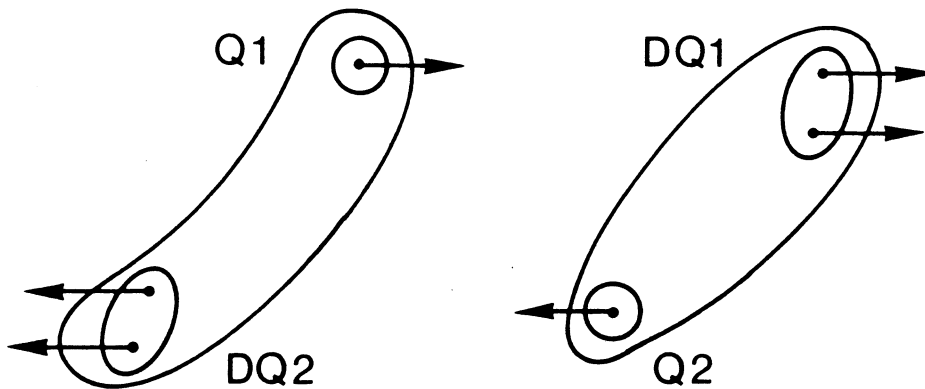


SCHEMA DE COLLISION PROTON-PROTON :
MODELE A DEUX CORDES (DTU, EPOCS)

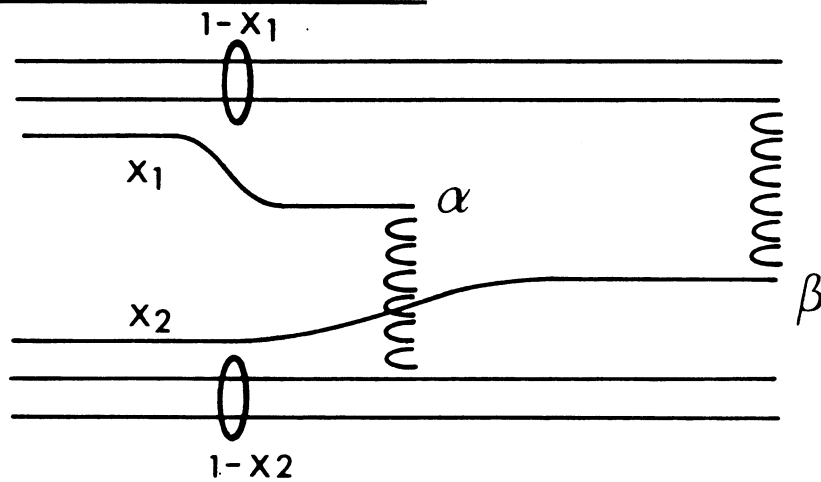
a. avant interaction



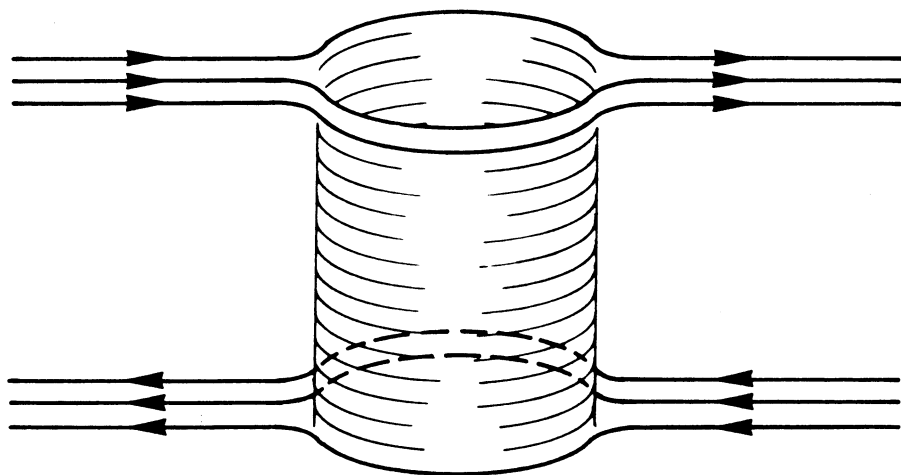
b. en interaction : formation des cordes



c. diagramme d'hadronisation

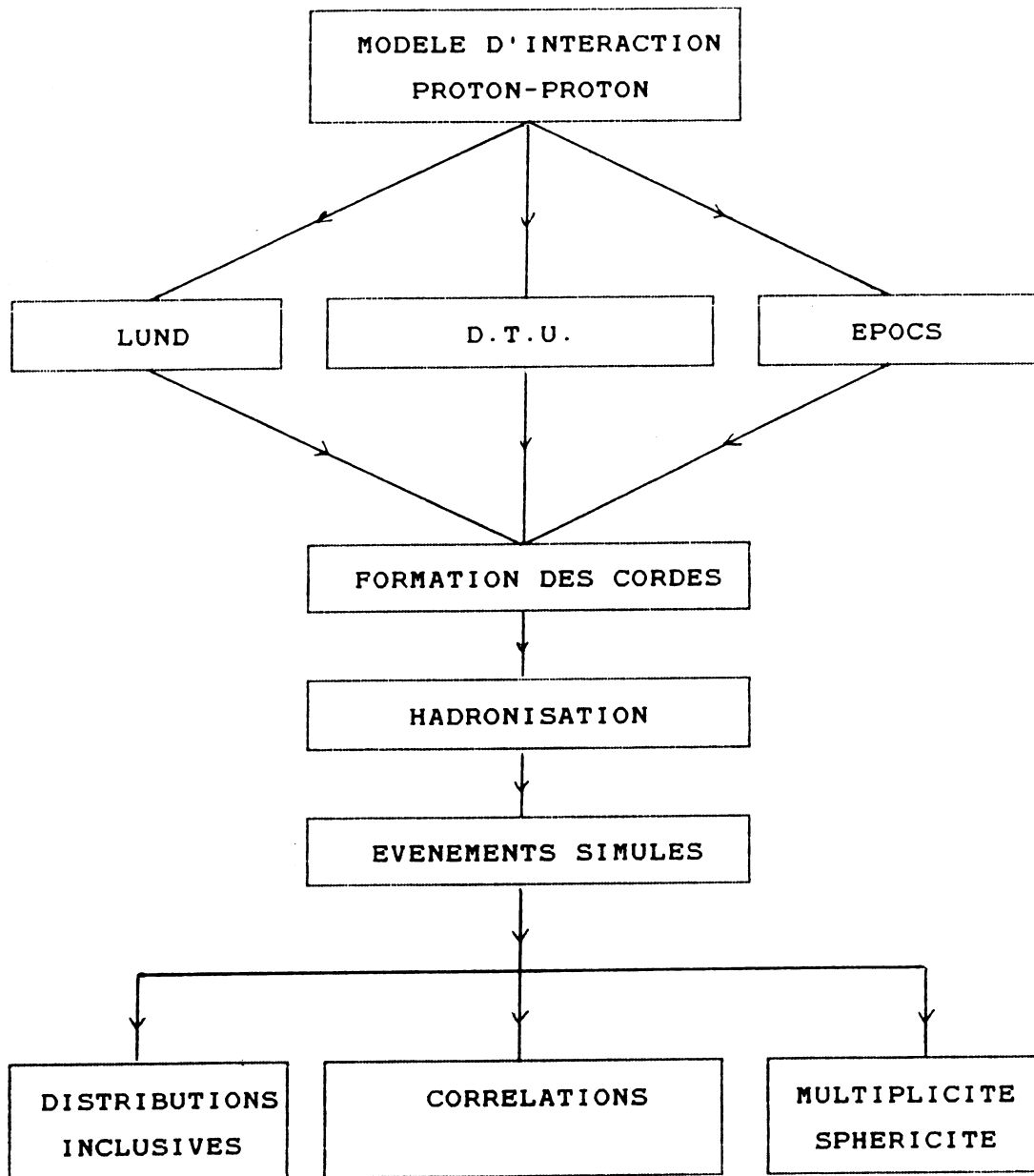


SCHEMA DE DIFFUSION ELASTIQUE PROTON-PROTON



La topologie non planaire (cylindre) correspond à l'échange d'un poméron

SCHEMA DES SIMULATIONS MONTE CARLO



5 LE MODELE PHENOMENOLOGIQUE L.P.S.

Le modèle noté L.P.S. pour "longitudinal phase space" génère les particules (pions, kaons et protons) selon l'espace des impulsions, c'est à dire selon la cinématique de la collision proton-proton en n corps. Ce nombre n de particules produites est choisi aléatoirement avant la génération de chaque événement, d'après la distribution de multiplicité observée expérimentalement [34].

Pour rendre ce modèle plus réaliste, deux éléments de dynamique sont introduits explicitement: l'effet "leading" et la suppression des impulsions transverses élevées.

L'effet "leading" signifie que les protons présents dans l'état final conservent une partie importante de l'impulsion des protons initiaux. On obtient cet effet en générant d'abord les protons avec une fraction importante de l'énergie (voisine de 50%).

La suppression des impulsions transverses élevées est observée expérimentalement, et donne aux événements une composante essentiellement longitudinale dans l'espace des impulsions. On l'obtient en limitant les impulsions transverses générées à 2 GeV et en pondérant les événements par un facteur proportionnel à une exponentielle décroissante de la somme des impulsions transverses des particules.

6 ETUDE DES DISTRIBUTIONS INCLUSIVES

Nous commencerons la comparaison entre les prédictions des modèles théoriques et l'expérience, par l'étude de quelques distributions inclusives longitudinales et transversales, dans le système du centre de masse de la collision proton-proton.

D'autres distributions inclusives ont été étudiées par la collaboration NA23, en particulier celles des π^0 et celles des particules étranges neutres [35 à 39].

6.1 DEFINITION DES VARIABLES UTILISEES

Comme variable longitudinale, nous utiliserons la rapidité y définie par:

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + Pz}{E - Pz}\right)$$

où Z est l'axe du faisceau incident.

Une transformation de Lorentz le long de cet axe, effectuée par exemple pour passer du référentiel du laboratoire au système du centre de masse de la collision, a pour effet de translater les distributions en rapidité sans en modifier la forme. D'où l'intérêt d'utiliser cette variable plutôt qu'une autre.

Comme variable transversale, nous utiliserons l'impulsion transverse P_T définie par:

$$P_T = \sqrt{(P_x^2 + P_y^2)}$$

où P est l'impulsion de la particule dans un référentiel cartésien dont l'axe Z est parallèle au faisceau incident.

L'impulsion transverse n'est évidemment pas modifiée, lorsque l'on passe du référentiel du laboratoire au système du centre de masse de la collision.

6.2 DISTRIBUTIONS LONGITUDINALES

La distribution en rapidité des protons diffère radicalement de celle des autres particules à cause de l'effet "leading": lorsque les protons incidents se retrouvent dans l'état final, ils ont conservé une partie importante de leur impulsion initiale. D'où la présence de deux pics symétriques par rapport à l'origine et centrés sur $Y \approx \pm 3$ pour notre énergie de $\sqrt{s} = 26$ GeV.

Nous voulons étudier ici les particules directement créées par la collision et considérerons donc uniquement les hadrons négatifs, ce qui élimine ainsi toute contamination venant des protons. Pour contourner le problème du manque de discrimination entre les masses des particules (π^- et K^-), nous calculerons les rapidités en utilisant la masse du pion, à la fois dans l'expérience et dans les prédictions des modèles. La plupart des particules négatives étant des pions et la distribution en rapidité des K^- étant voisine de celle des pions, cette procédure est tout à fait justifiée.

La distribution de rapidité des hadrons négatifs observée expérimentalement et celle prédite par les modèles de D.T.U. et EPOCS, ressemblent à première vue à une courbe d'allure gaussienne. Cependant, l'ajustement par une gaussienne donne une courbe trop étroite par rapport aux données (voir la courbe pointillée sur la première figure ci après).

Nous avons ensuite essayé divers autres ajustements qui n'ont pas donné d'amélioration significative par rapport au nombre de paramètres nouveaux introduits (produit d'une gaussienne par un polynôme, ou produit d'une gaussienne par une exponentielle).

Par contre, une somme de deux gaussiennes donne non seulement une amélioration significative mais introduit peu de paramètres puisque le résultat d'un ajustement non contraint sur

$$f(Y) = A_1 G_Y(m_1, \sigma_1) + A_2 G_Y(m_2, \sigma_2)$$

où G désigne une distribution gaussienne donne:

$$A_1 = A_2 \quad m_1 = -m_2 \quad \sigma_1 = \sigma_2$$

à la fois pour les données expérimentales et les prédictions des modèles.

Nous ajusterons donc les distributions de rapidité des hadrons négatifs par la fonction suivante:

$$f(Y) = A (G_Y(YC, \sigma) + G_Y(-YC, \sigma))$$

où YC est la valeur absolue des moyennes des deux gaussiennes

σ est la largeur commune des deux gaussiennes

A est l'amplitude commune des deux gaussiennes

Afin de faciliter la comparaison entre l'expérience et les modèles, nous avons utilisé le même nombre de traces pour toutes les courbes (10.000 traces) et utilisé la même "discrétisation" en abscisse (intervalles de 0.1 en rapidité). Les gaussiennes G étant normalisées:

$$G_Y(YC, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-(Y-YC)^2/2\sigma^2}$$

la valeur de l'amplitude A est fixée par la normalisation:

$$A = \frac{10\,000}{2 \times 0.1} = 500$$

de sorte qu'il ne reste que deux paramètres à ajuster: YC et σ .
Les résultats des ajustements sont les suivants:

	YC	σ	χ^2	ndf
NA23	0.935 ± 0.010	1.025 ± 0.014	208	87
LUND	1.093 ± 0.010	1.064 ± 0.014	125	82
D.T.U.	0.947 ± 0.010	1.112 ± 0.014	72	83
EPOCS	0.954 ± 0.010	1.031 ± 0.014	115	83
L.P.S.	1.438 ± 0.012	1.259 ± 0.017	1012	97

Même si, du strict point de vue statistique, ces ajustements sont de mauvaise qualité (χ^2 élevé), les conclusions que l'on peut en tirer sont cependant intéressantes:

A la fois l'expérience et les trois modèles (LUND, D.T.U. et EPOCS) montrent que le pic dans la région centrale de rapidités ($Y \approx 0$) est en fait la somme de deux pics centrés sur $Y = \pm 1$ et de la largeur unitaire. Ce résultat confirme l'idée d'un modèle à une corde, où les particules sont produites à partir des deux extrémités de la corde (cas du modèle de LUND), ou bien de modèles à deux cordes décalées en rapidité (cas des modèles D.T.U. et EPOCS).

Les valeurs de YC des modèles à deux cordes sont en accord avec la valeur expérimentale, il en est de même pour leurs largeurs σ . Par contre, le modèle de LUND prédit une séparation des pics et une largeur supérieures aux valeurs expérimentales (voir schémas ci-après).

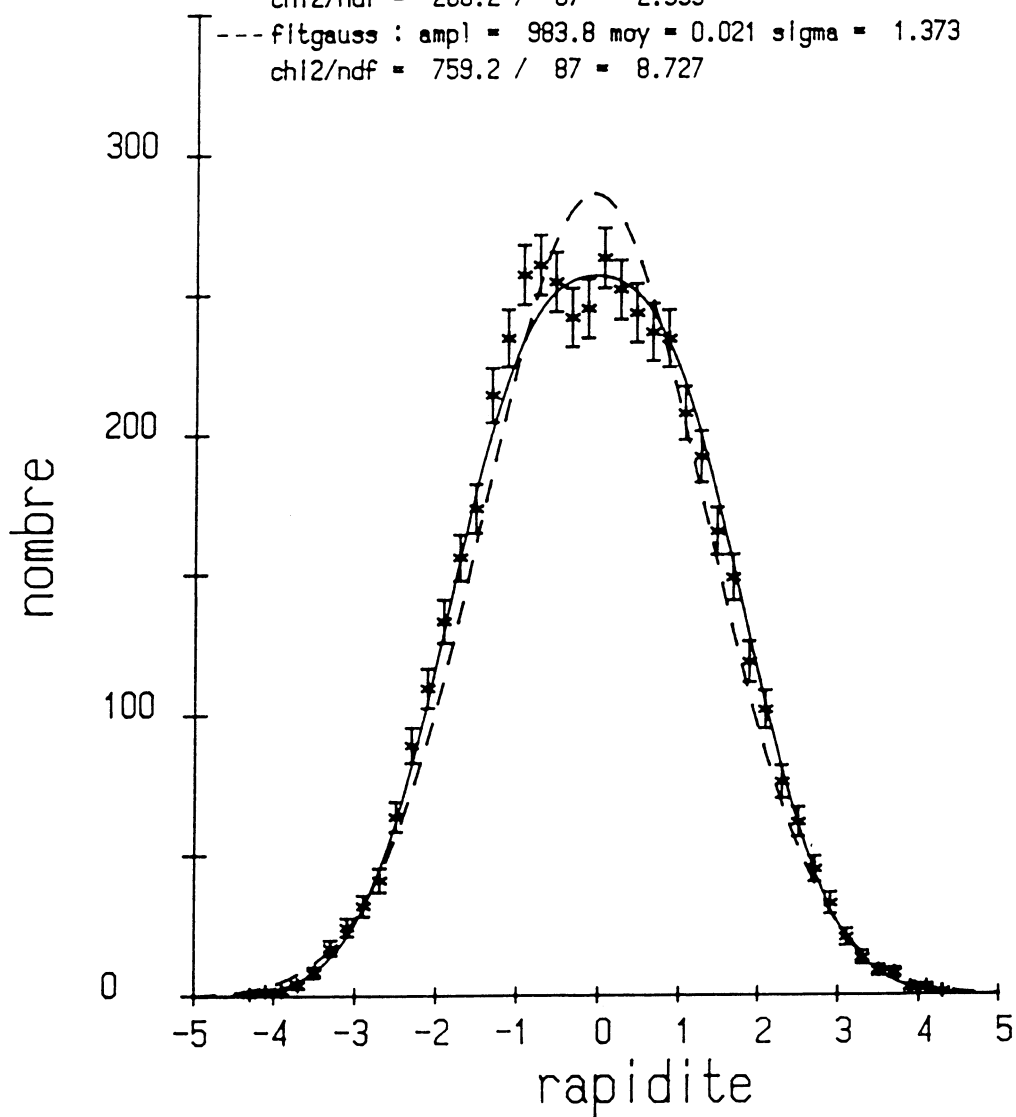
En ce qui concerne le modèle L.P.S., l'ajustement par une somme de deux gaussiennes, conduit à un χ^2 environ dix fois plus grand que pour les autres modèles. Ceci s'explique par le fait que L.P.S. ne tient pas compte du mécanisme de cordes, ni de la production de résonances..., et est donc inapte à reproduire les caractéristiques de la dynamique de l'interaction.

EXPERIENCE NA23

rapidite des hadrons negatifs

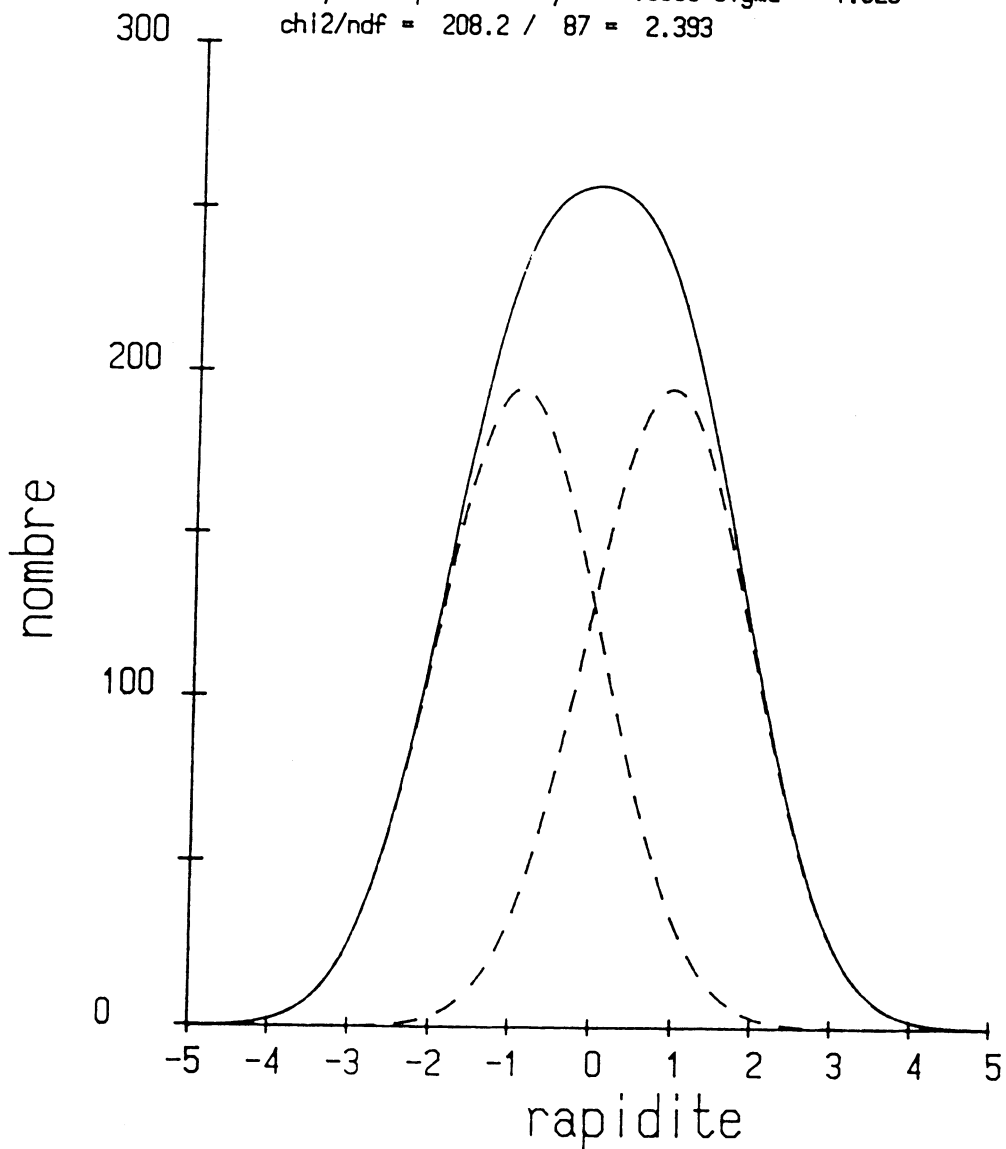
— fityr : $\text{ampl} = 500$ $\text{yc} = .9353$ $\text{sigma} = 1.025$
 $\text{chi2/ndf} = 208.2 / 87 = 2.393$

--- fitgauss : $\text{ampl} = 983.8$ $\text{moy} = 0.021$ $\text{sigma} = 1.373$
 $\text{chi2/ndf} = 759.2 / 87 = 8.727$



EXPERIENCE NA23
rapidite des
hadrons negatifs

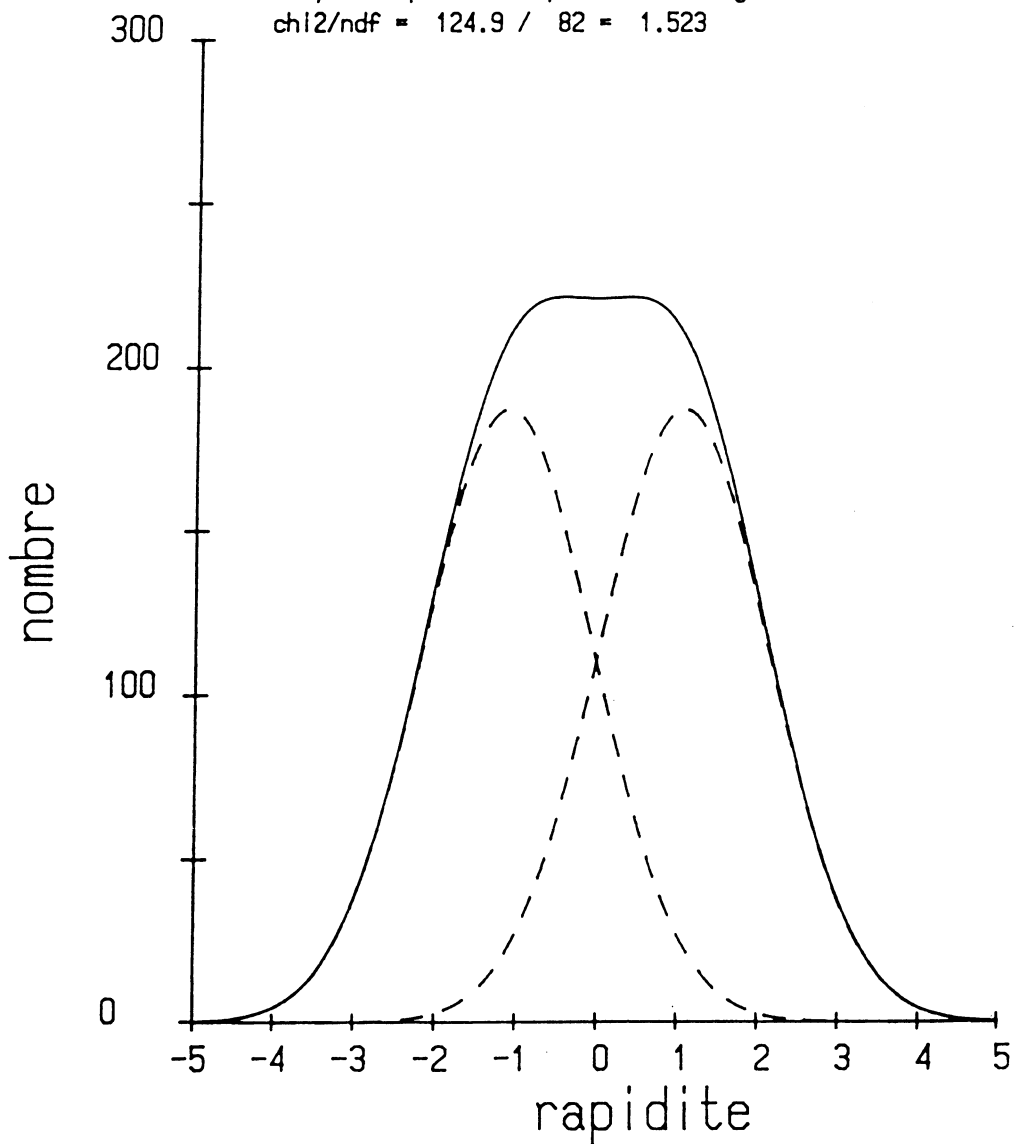
fityr : ampl = 500 yc = .9353 sigma = 1.025
chi2/ndf = 208.2 / 87 = 2.393



MODELE DE LUND

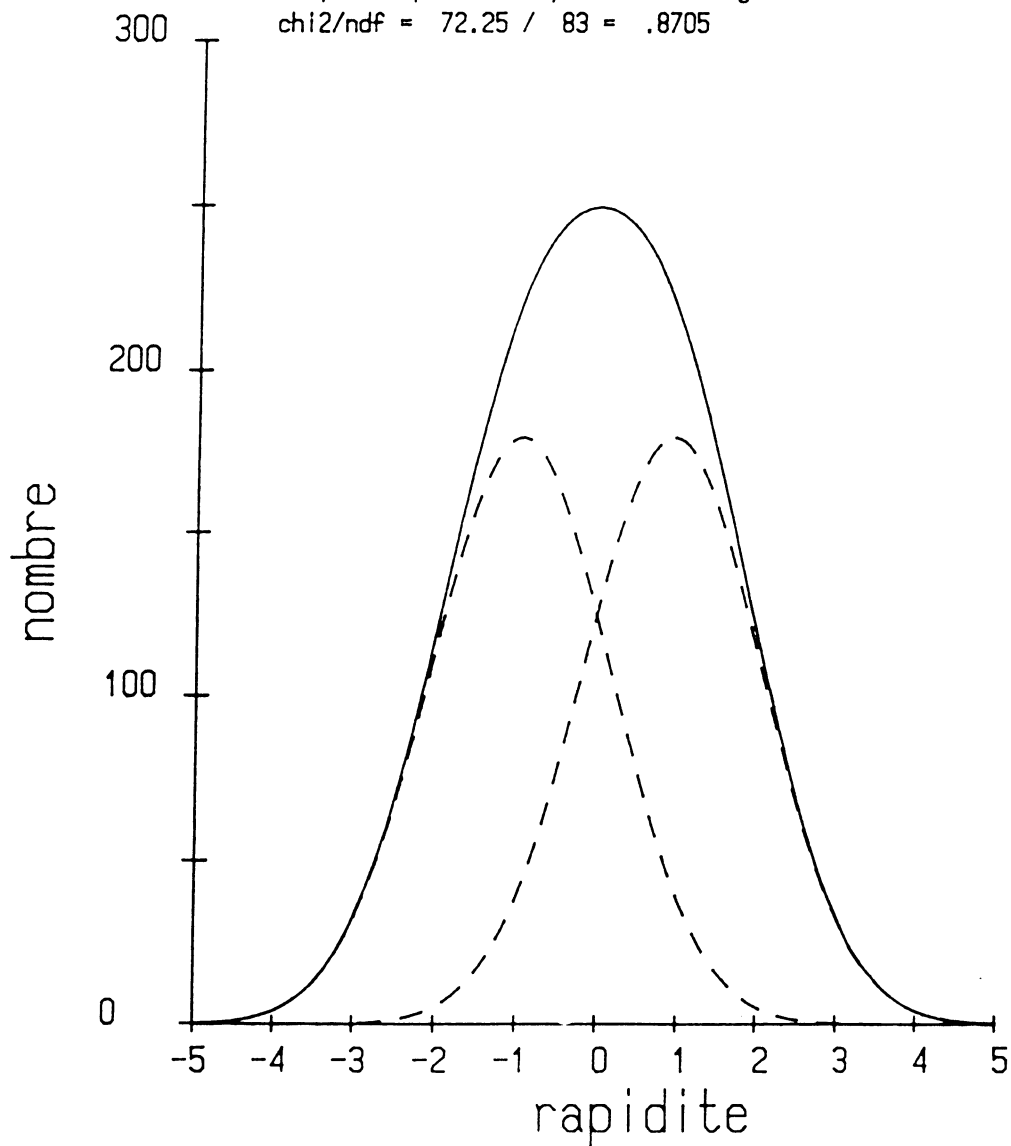
rapidite des hadrons negatifs

fityr : ampl = 500 yc = 1.093 sigma = 1.064
chi2/ndf = 124.9 / 82 = 1.523



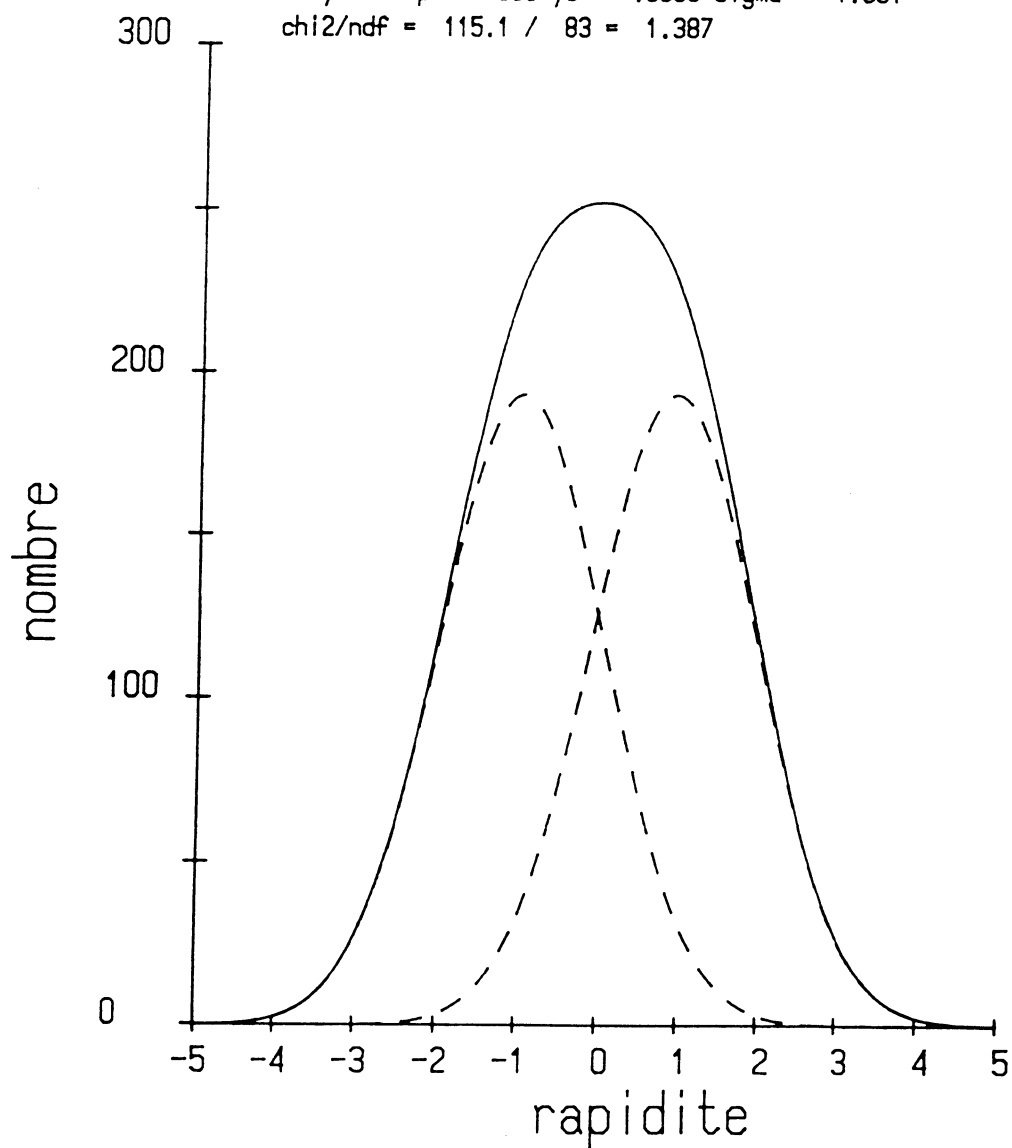
MODELE D.T.U
rapidite des
hadrons negatifs

fityr : ampl = 500 yc = .9472 sigma = 1.112
chi2/ndf = 72.25 / 83 = .8705



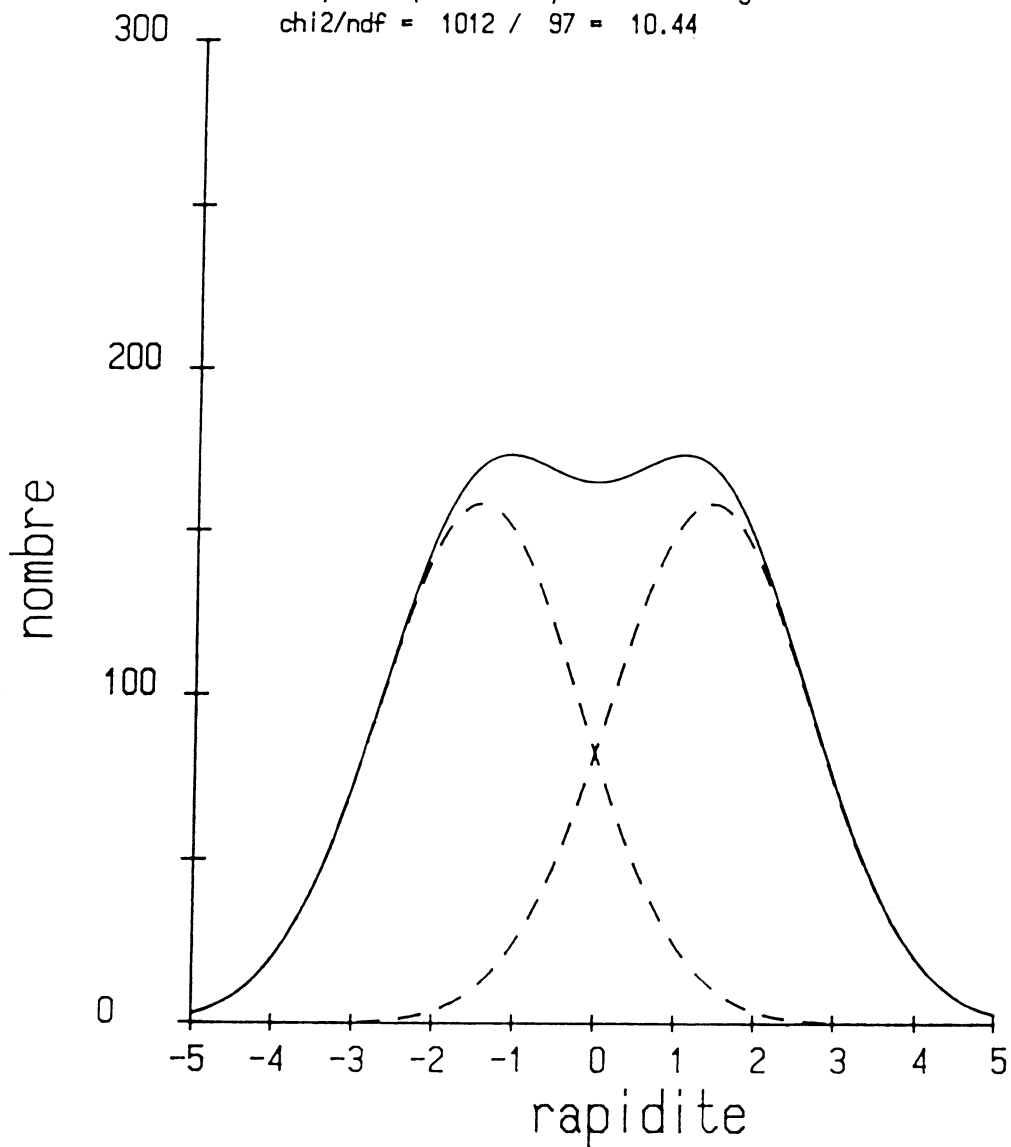
MODELE EPOCS
rapidite des
hadrons negatifs

fityr : ampl = 500 yc = .9538 sigma = 1.031
chi2/ndf = 115.1 / 83 = 1.387

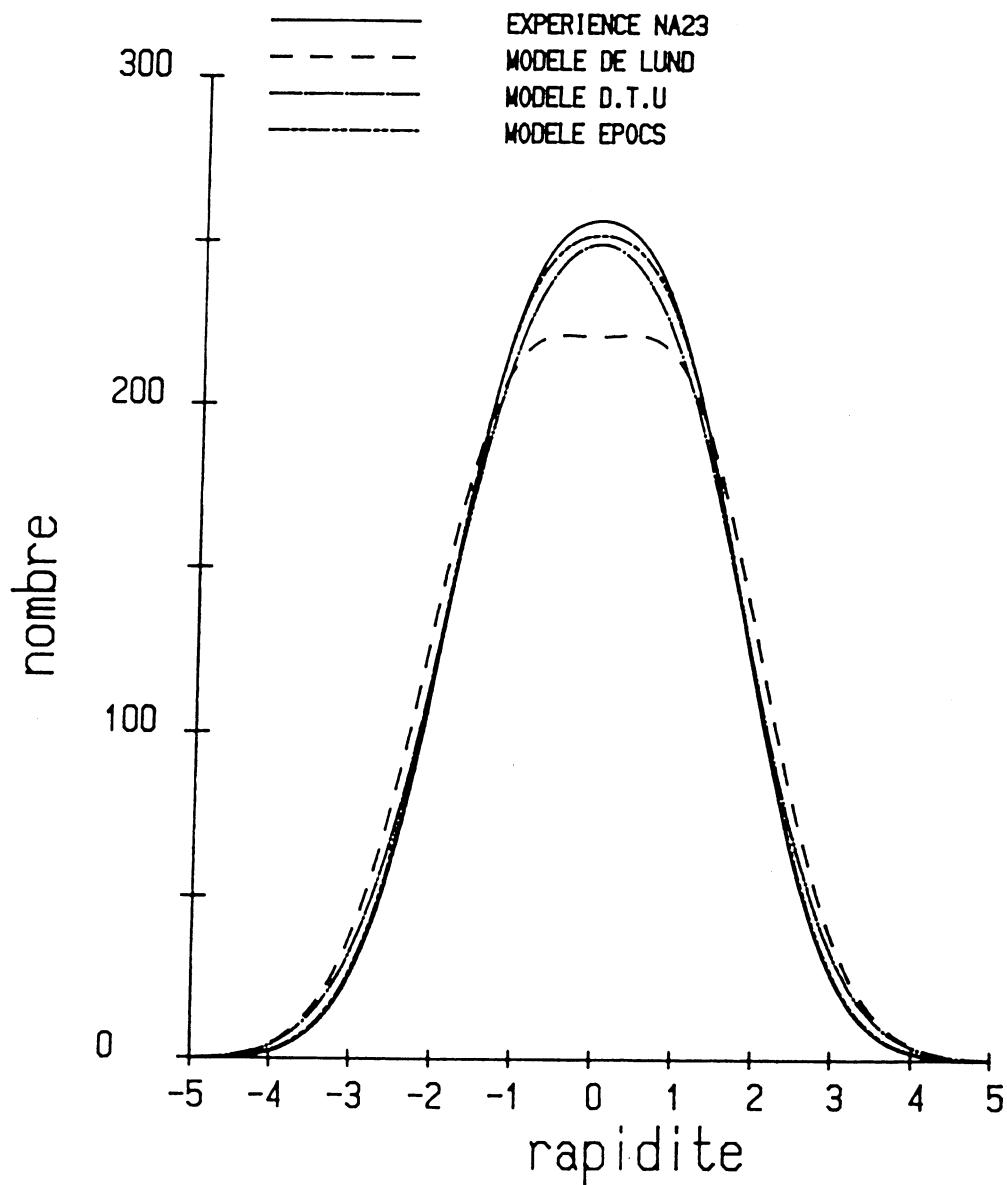


MODELE L.P.S.
rapidite des
hadrons negatifs

fityr : ampl = 500 yc = 1.438 sigma = 1.259
chi2/ndf = 1012 / 97 = 10.44



RAPIDITE des hadrons negatifs experience-modeles



6.3 DISTRIBUTIONS TRANSVERSALES

Les distributions transversales dépendent de la masse des particules mais peu de leur charge. Nous limiterons notre étude aux pions chargés pour lesquels la statistique est élevée.

Pour les modèles, ces distributions sont obtenues directement. Par contre pour l'expérience, nous devons soustraire la contamination des K et des protons.

Nous procéderons comme suit: dans la région de l'espace des phases où nous disposons d'une bonne identification des particules ($5 \leq P \leq 50 \text{ GeV}/c$), nous traçons les distributions en impulsion transverse des π , des K et des protons. Ensuite nous soustrayons de la distribution des π , celles des K et des protons, pondérées par la probabilité de contamination (voir l'interprétation des particules chargées).

Même si les distributions d'impulsion transverse des partons sont gaussiennes, celles des hadrons ne le sont plus: elles sont la racine carrée de la somme des carrés des deux gaussiennes. On pense donc d'abord à une distribution de χ . Cependant la désintégration des résonances modifie complètement cette première distribution, pour donner une dominante exponentielle en P_T . De plus, la direction des cordes de couleur, dans lesquelles les partons sont créés, ne coïncide pas exactement avec celle du faisceau incident qui sert à la mesure des impulsions transverses des hadrons observés. Finalement, nous ajusterons les distributions en P_T par:

$$f(P_T) = A P_T^n e^{-(E1 \cdot P_T + E2 \cdot P_T^2)}$$

En principe, nous pourrions calculer la valeur de l'amplitude A par normalisation. Mais l'expression analytique de A en fonction des paramètres n, E1 et E2 étant trop compliquée, nous laisserons ce paramètre libre. Nous vérifierons seulement numériquement que l'intégrale de la fonction calculée est en accord avec le nombre de traces utilisées.

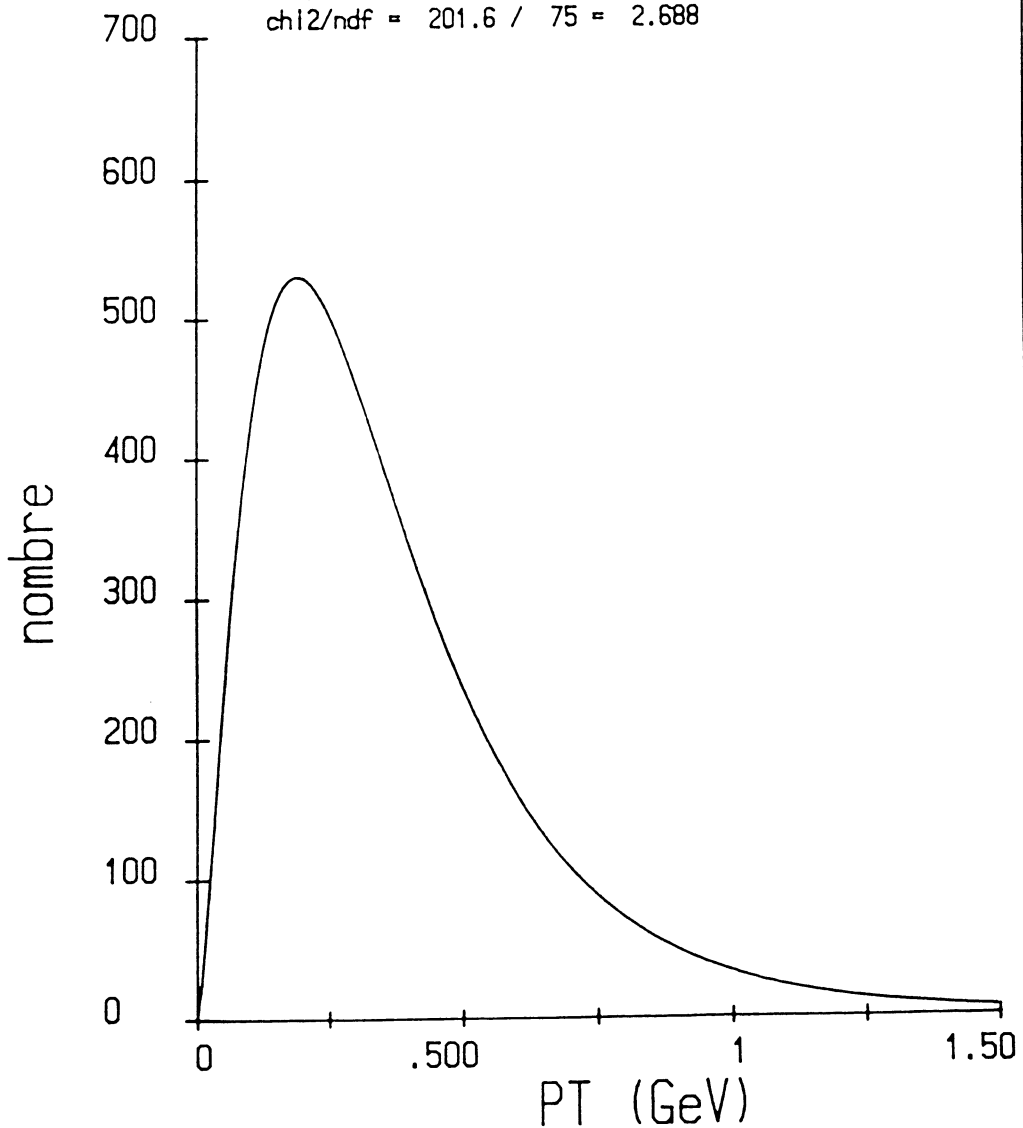
Les résultats des ajustements sont comparés sur la même figure, où nous remarquons que la courbe la plus proche de l'expérience est celle du modèle EPOCS, puis vient LUND et enfin D.T.U.. Les valeurs moyennes et les dispersions en impulsion transverse des pions chargés sont comparées ci-dessous:

P_T (MeV)	moyenne	dispersion
NA23	378 ± 3	227 ± 4
LUND	330 ± 3	206 ± 3
D.T.U.	319 ± 2	195 ± 3
EPOCS	336 ± 2	212 ± 3
L.P.S.	378 ± 3	278 ± 3

Nous vérifions que le modèle L.P.S. a été bien ajusté pour reproduire les valeurs expérimentales. Les prédictions des trois modèles dynamiques (LUND, D.T.U. et EPOCS) sont inférieures aux valeurs expérimentales, tant pour la valeur moyenne que pour la dispersion (voir schémas ci-après).

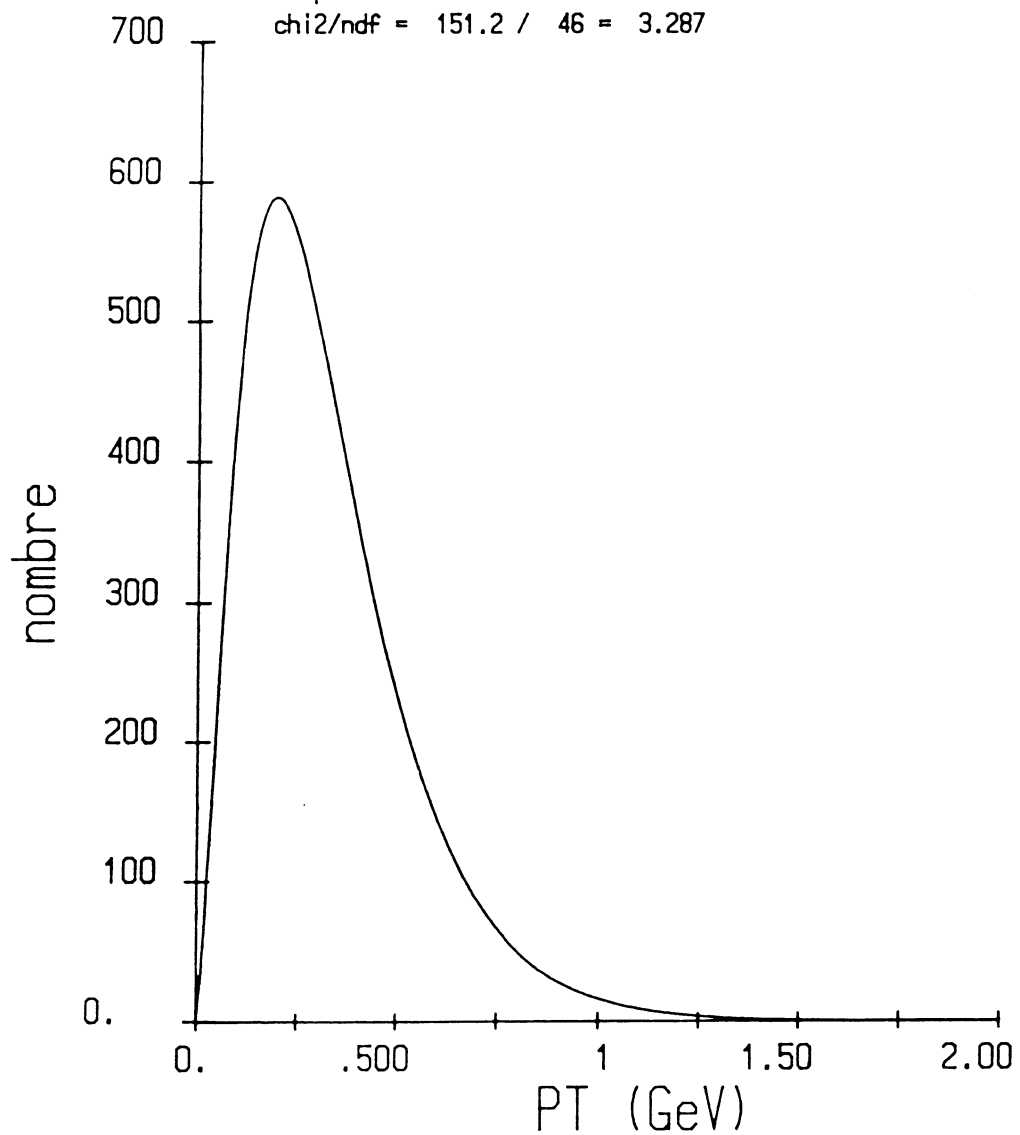
EXPERIENCE NA23
distribution en PT
des pions charges

fitpt : a = 25773 n = 1.446 e1 = 8.064 e2 = -1.386
chi2/ndf = 201.6 / 75 = 2.688



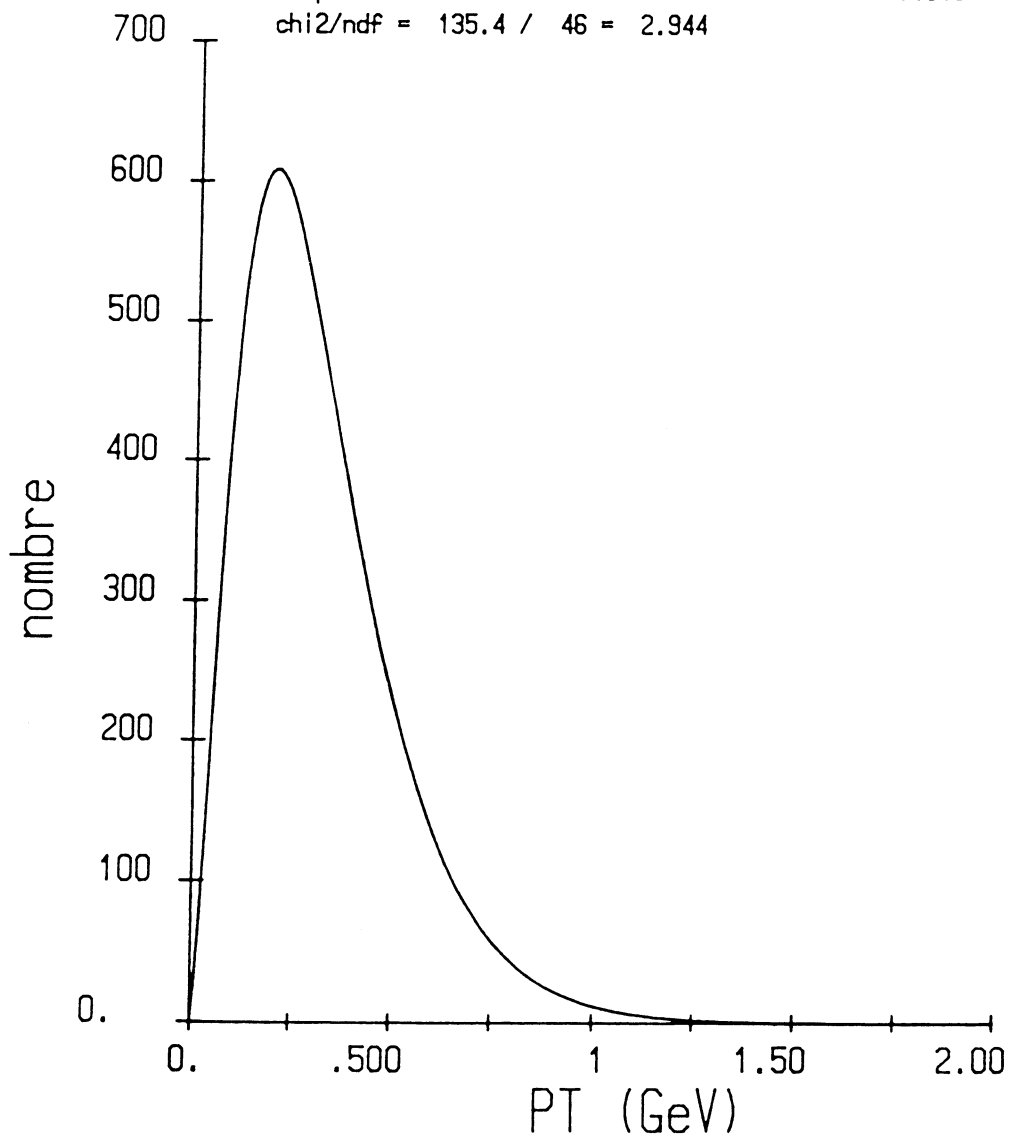
MODELE DE LUND
distribution PT
des pions charges

fitpt : a = 32699 n = 1.518 e1 = 7.934 e2 = -.3285
chi2/ndf = 151.2 / 46 = 3.287



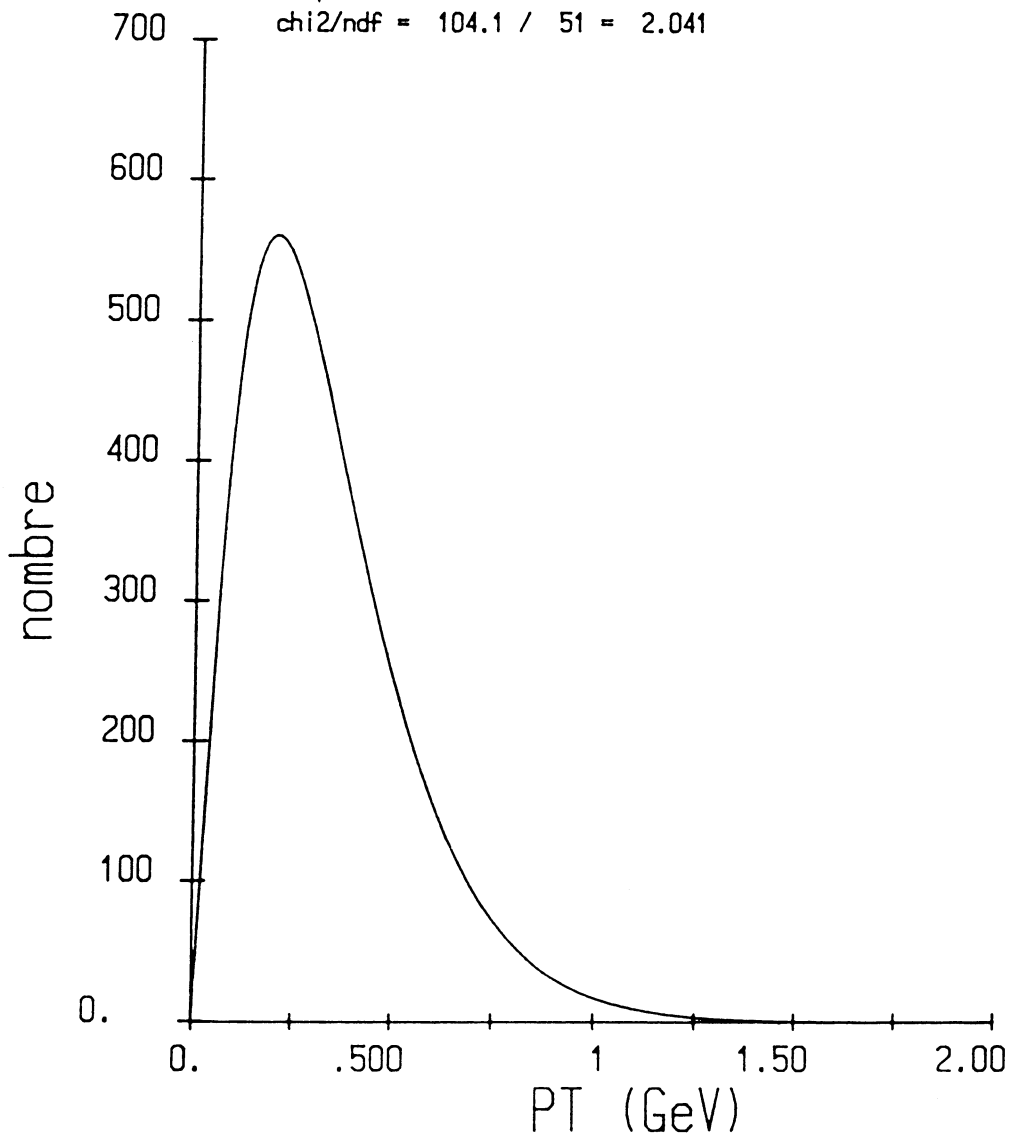
MODELE D.T.U.
distribution en PT
des pions charges

fitpt : a = 35568 n = 1.544 e1 = 7.90 e2 = 0.088
chi2/ndf = 135.4 / 46 = 2.944



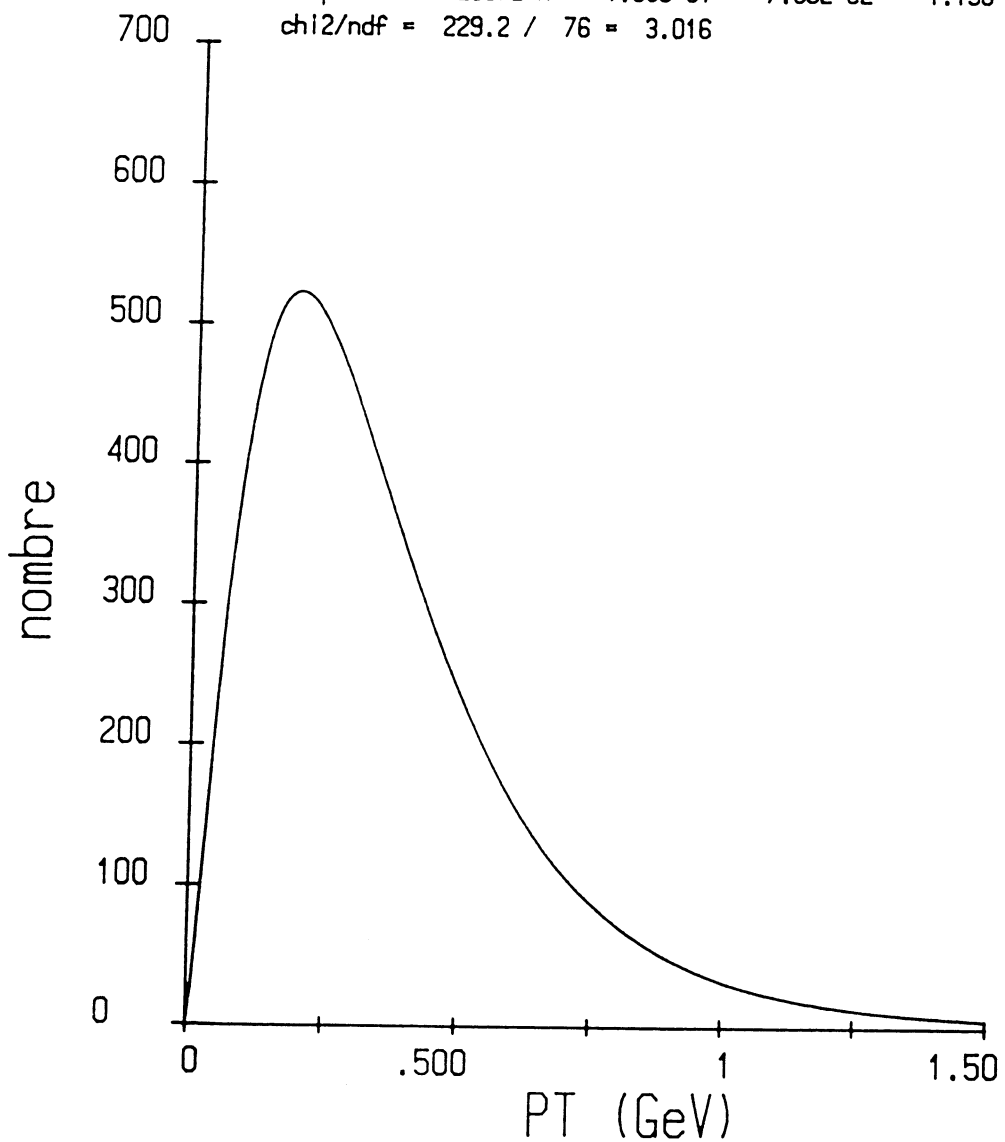
MODELE EPOCS
distribution en PT
des pions charges

fitpt : a = 14645 n = 1.247 e1 = 6.163 e2 = .581
chi2/ndf = 104.1 / 51 = 2.041

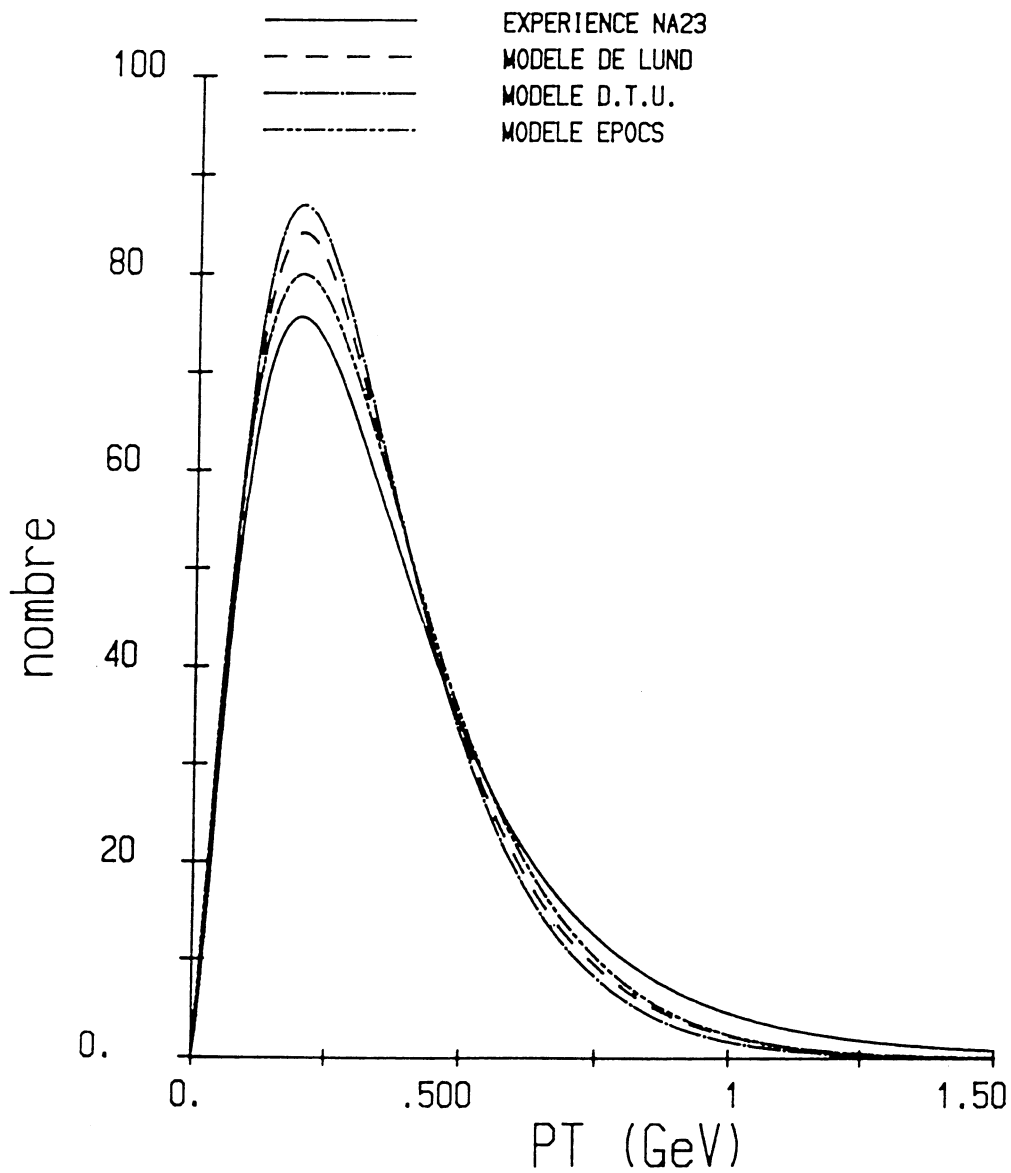


MODELE L.P.S
distribution en PT
des pions charges

fitpt : a = 20572 n = 1.363 e1 = 7.632 e2 = -1.198
chi2/ndf = 229.2 / 76 = 3.016



DISTRIBUTIONS EN PT des pions charges experience-modèles



7 ETUDE DES CORRELATIONS ENTRE DEUX PARTICULES

Ce chapitre montre l'intérêt physique de l'étude des corrélations entre deux particules produites dans une interaction proton-proton.

L'abondance de la littérature, dans le domaine des corrélations, montre l'importance de ce sujet [40 à 61].

Nous passerons en revue les différentes variables décrivant les corrélations, et montrerons que deux d'entre elles sont bien adaptées à notre étude: le coefficient de corrélation linéaire ρ et le paramètre d'asymétrie B .

Ces deux variables nous permettront de comparer les résultats expérimentaux aux prédictions des modèles.

Nous étudierons d'abord les particules étranges neutres, puis les pions chargés et enfin les protons.

7.1 INTERET PHYSIQUE DE L'ETUDE DES CORRELATIONS

7.1.1 POINT DE VUE EXPERIMENTAL

Du point de vue expérimental, l'étude des corrélations permet d'approcher les mécanismes des interactions fondamentales au niveau de la production des particules. En effet, la mise en évidence d'une corrélation significative entre les variables cinématiques de deux particules implique l'existence d'un mécanisme commun à la production de ces deux particules. L'étude quantitative de ces corrélations en fonction des différentes variables cinématiques choisies permet de préciser la nature de ces mécanismes et leur importance.

Du point de vue pratique pour l'expérimentateur, pour l'étude des corrélations, la définition de paramètres normalisés permet de s'affranchir des biais expérimentaux mal contrôlés. En effet, l'indépendance des variables aléatoires implique que le coefficient de corrélation ρ (défini ci-dessous) vaut zéro; quelle que soit la forme des distributions de probabilité de ces variables aléatoires.

L'utilisation de ces paramètres normalisés évite le calcul des constantes de normalisation dues aux inefficacités (du trigger, du dépouillement, de la géométrie...). Ceci rend les résultats des corrélations plus fiables que d'autres (sections efficaces absolues par exemple). Seules les pertes différentielles (dépendant des régions de l'espace des phases) doivent être corrigées.

7.1.2 POINT DE VUE THEORIQUE

Du point de vue théorique, les idées de base des modèles d'hadronisation impliquent des prédictions concernant les corrélations entre particules. Ces prédictions sont caractéristiques des schémas d'interaction mis en oeuvre. Les corrélations permettent de différencier les modèles indépendamment de tout ajustement des paramètres numériques.

En effet, alors que les sections efficaces inclusives dépendent de quantité de paramètres ajustables (masses des quarks, facteurs de suppression, constantes de normalisation,...) les corrélations au contraire n'en dépendent pas directement et y sont en fait peu sensibles.

Un éventuel désaccord entre la théorie et l'expérience ne pourra donc pas s'expliquer par un mauvais choix des constantes numériques du modèle, mais devra au contraire être interprété en terme du choix des mécanismes mis en oeuvre. L'étude des corrélations dynamiques est particulièrement intéressante parce qu'elle permet la remise en question des principes du modèle.

7.2 CHOIX DES PARAMETRES POUR L'ETUDE DES CORRELATIONS

7.2.1 LES DISTRIBUTIONS DE GAP

Pour étudier la corrélation entre deux variables physiques X et Y , on peut envisager d'étudier la différence entre ces deux variables et définir $Z = X - Y$.

Il serait cependant faux d'interpréter un pic dans la distribution de Z , centré sur zéro, comme étant l'indication d'une corrélation entre X et Y . En effet, si X et Y sont deux variables aléatoires indépendantes uniformes entre 0 et 1, les lois élémentaires de la statistique nous montrent que la distribution de Z est triangulaire et centrée sur zéro. Le fait de prendre la valeur absolue de Z ne change pas la situation : le pic à zéro est plus prononcé encore et la distribution prend une forme plus arrondie.

Autrement dit, les distributions de gap en elles-même ne renseignent pas sur l'existence d'une corrélation, sauf si elles sont comparées aux distributions non corrélées. Même dans ce dernier cas, la magnitude de la corrélation est difficile à estimer précisément. C'est la raison pour laquelle notre étude reposera uniquement sur des paramètres normalisés.

7.2.2 LES DISTRIBUTIONS CONDITIONNELLES

On peut montrer l'existence de corrélations par le tracé des distributions conditionnelles: on étudie les distributions de probabilité de la seconde variable Y , pour différents intervalles fixés à priori de la première variable X .

Cette méthode présente l'avantage, sur la précédente, d'aboutir à des distributions dont la forme est proche des distributions totales inclusives; au lieu d'obtenir un pic à zéro issu directement des règles de la statistique élémentaire. Si cette méthode est claire, elle n'en présente pas moins plusieurs inconvénients:

- arbitraire dans le choix des intervalles de la première variable
- instabilité du résultat dans le cas de faibles statistiques
- difficulté d'apprécier quantitativement la corrélation (surtout dans le cas où la moyenne conditionnelle diffère peu de la moyenne totale).

Ce n'est que dans le cas de statistiques énormes, que l'on peut utiliser valablement un test de χ^2 pour comparer les distributions marginales entre elles, et tirer des conclusions fiables.

Pour ces raisons, nous n'utiliserons pas cette méthode.

7.2.3 LE COEFFICIENT DE CORRELATION LINEAIRE RHO

7.2.3.1 Définition

Considérons deux variables aléatoires X et Y, pouvant avoir des distributions de probabilité différentes (par exemple la rapidité d'un K° et celle d'un π^+); nous définissons ρ de la manière suivante:

$$\rho(X, Y) = \frac{E((X - \bar{X}) \cdot (Y - \bar{Y}))}{\sqrt{E(X - \bar{X})^2 \cdot E(Y - \bar{Y})^2}} = \frac{\text{Covariance}(X, Y)}{\sigma_x \cdot \sigma_y}$$

Autrement dit, le coefficient de corrélation linéaire ρ de deux variables aléatoires, est la covariance de ces deux variables aléatoires, normalisée au produit des écarts types de ces variables aléatoires.

Ce coefficient est dit linéaire, car s'il existe une relation linéaire entre X et Y , c'est à dire si l'on peut écrire

$$Y = aX + b$$

alors

$$\rho = \pm 1$$

selon le signe de a .

En général:

$$-1 \leq \rho \leq +1$$

avec égalité dans le cas de la relation linéaire.

Un coefficient positif signifie que

$$\text{si } X > \bar{X} \quad \text{alors } Y > \bar{Y}$$

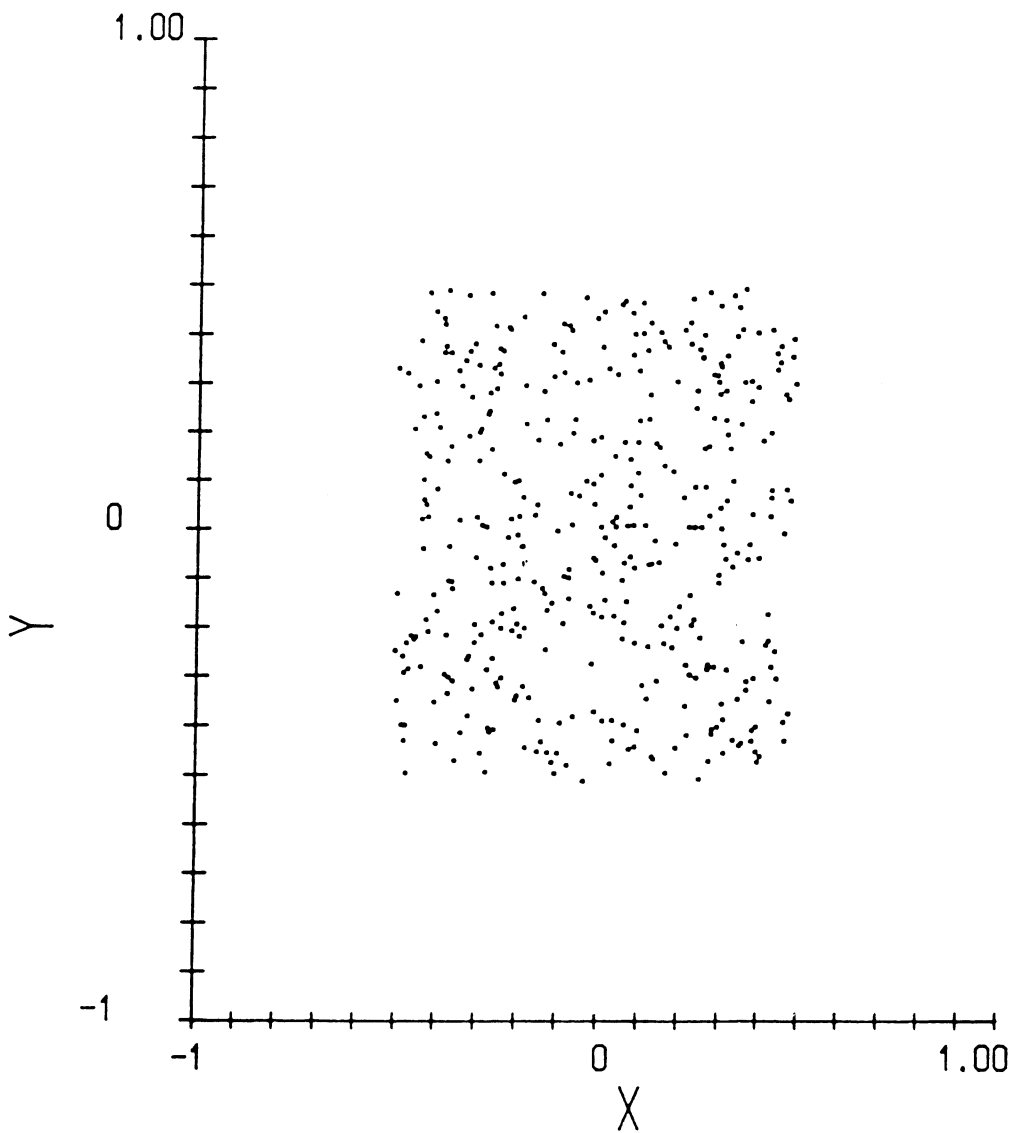
Un coefficient négatif signifie que

$$\text{si } X > \bar{X} \quad \text{alors } Y < \bar{Y}$$

Il n'est pas nécessaire que les moyennes des deux variables X et Y soient identiques.

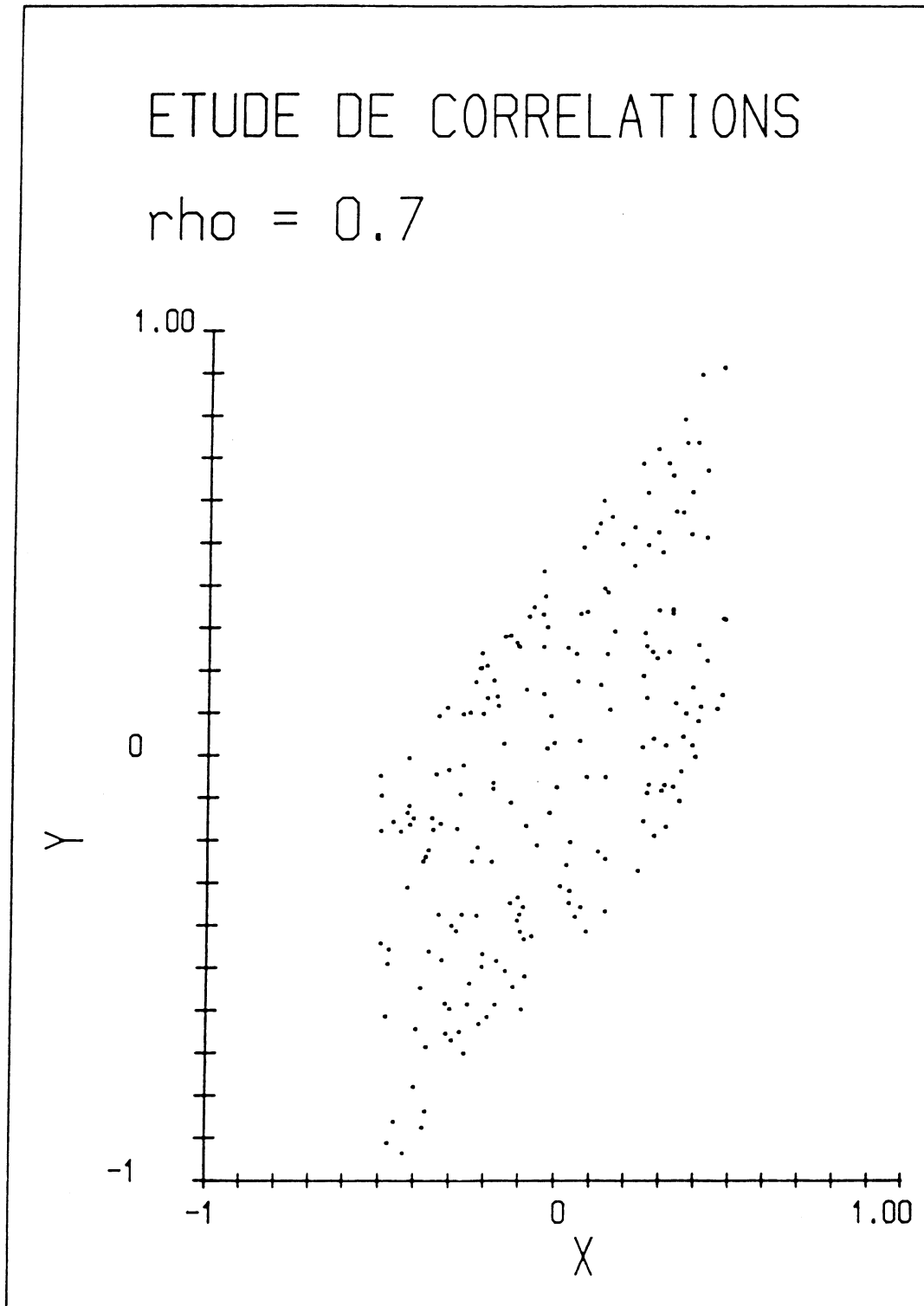
ETUDE DE CORRELATIONS

$\rho = 0$



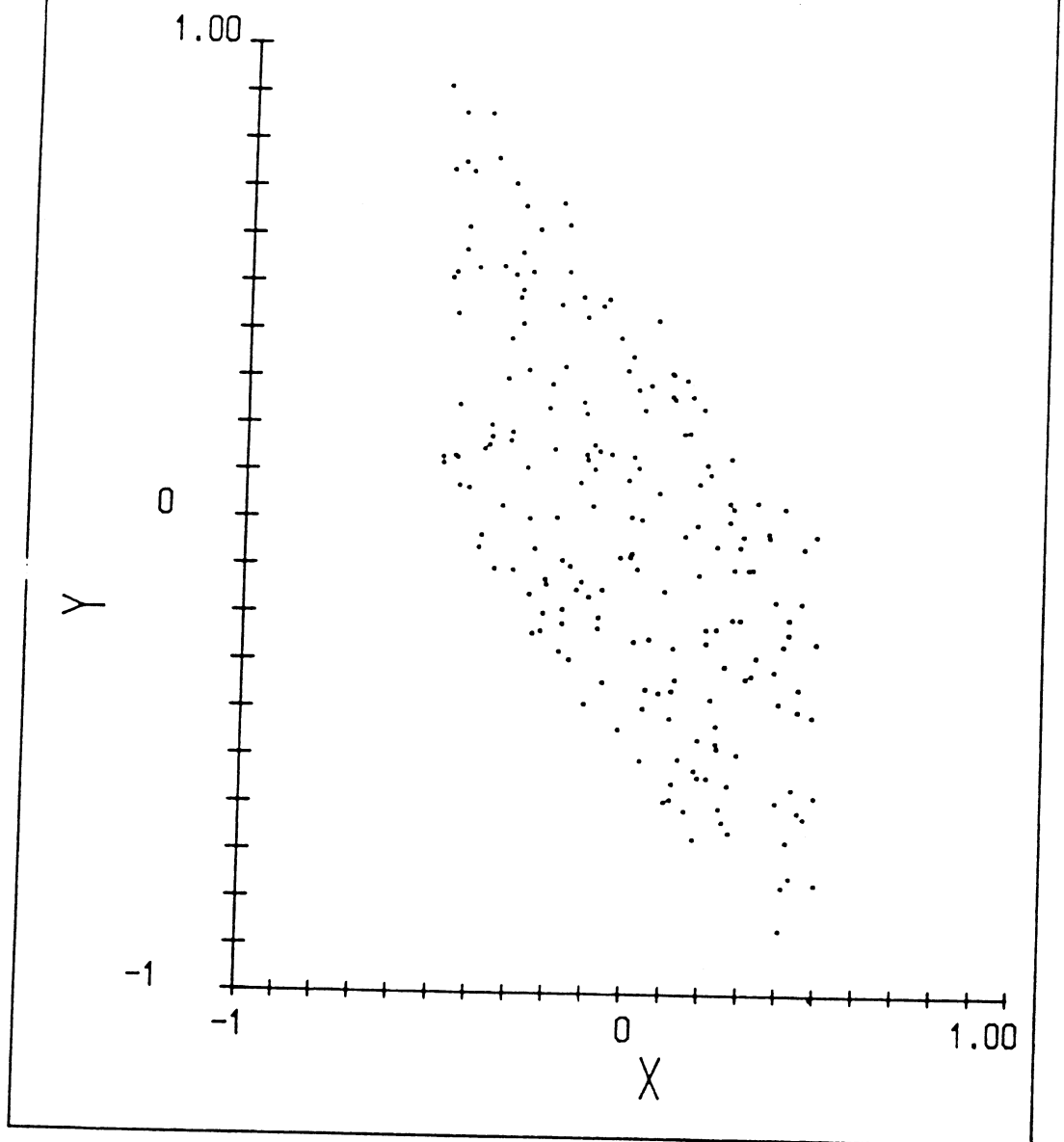
ETUDE DE CORRELATIONS

$\rho = 0.7$



ETUDE DE CORRELATIONS

$$\rho = -0.7$$



7.2.3.2 Comparaison avec les autres paramètres

Parmi les avantages de l'utilisation du paramètre ρ , notons:

- a) - la normalisation, donc une "mesure" de l'importance de la corrélation (mesure n'est pas à prendre dans le sens mathématique du terme)
- b) - le signe indiquant s'il y a en fait corrélation ou anticorrélation
- c) - le vaste domaine d'application:
 - . étude de corrélation entre variables différentes d'une même particule
 - . étude de corrélation entre même variable pour deux particules différentes
- d) - la possibilité de pouvoir restreindre le domaine D, des variables étudiées, à un sous-domaine (où l'acceptance du spectromètre est bonne) sans "biaiser" le paramètre.

En effet, si les variables aléatoires sont indépendantes, alors le coefficient de corrélation est nul dans tout sous-domaine D_{xy} produit cartésien des domaines D_x et D_y :

$$\begin{aligned}
 E_{D_{xy}}(XY) &= \int_{D_x} \int_{D_y} XY f(x,y) dx dy \\
 &= \int_{D_x} \int_{D_y} f_1(x) \cdot f_2(y) xy dx dy \\
 &= \int_{D_x} f_1(x) x dx \cdot \int_{D_y} f_2(y) y dy \\
 &= E_{D_x}(X) \cdot E_{D_y}(Y)
 \end{aligned}$$

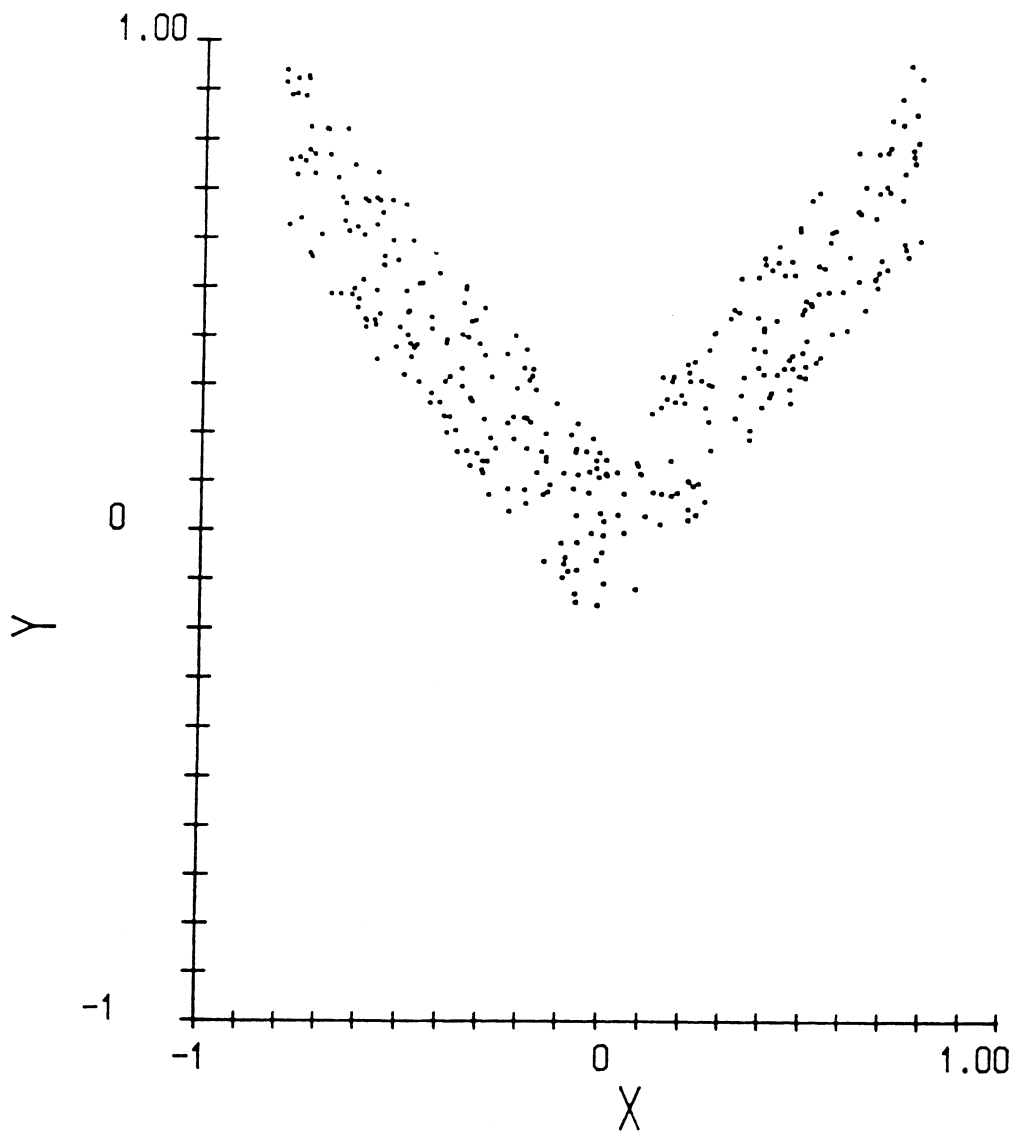
==> Covariance(X,Y) = 0

Parmi les inconvénients de l'utilisation du paramètre ρ , notons que:

- le fait de changer le domaine d'observation des variables aléatoires change en général la valeur du paramètre (sauf dans les cas extrêmes: variables aléatoires indépendantes ou liées par une relation linéaire)
- la nullité du paramètre n'implique pas l'indépendance des variables aléatoires (exemple: $Y = \text{abs}(X)$ avec $X \in [-1, +1]$ ou le cas du "cercle": voir schémas)

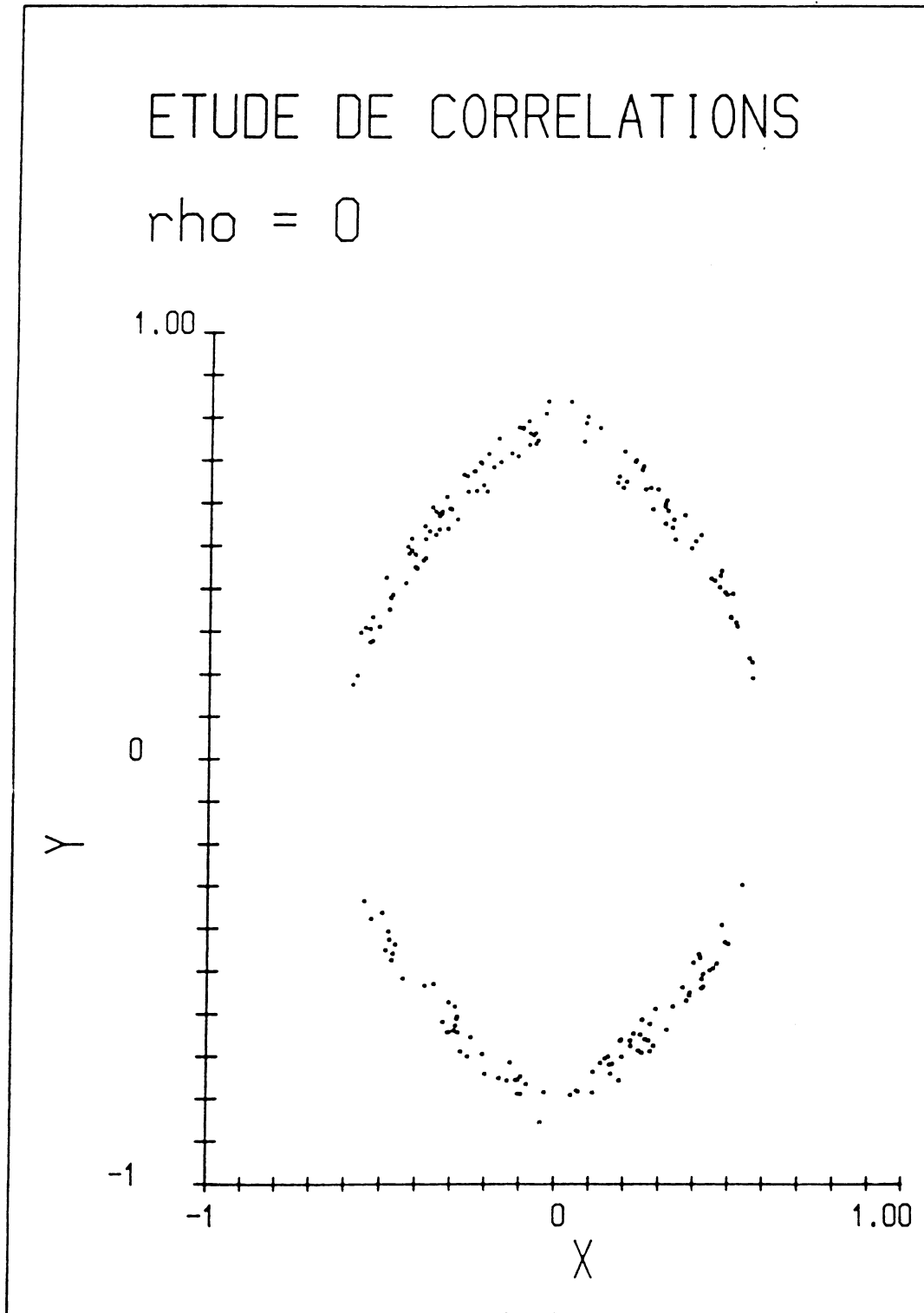
ETUDE DE CORRELATIONS

$\rho = 0$



ETUDE DE CORRELATIONS

$\rho = 0$



7.2.3.3 Estimation de l'erreur sur le paramètre rho

7.2.3.3.1 le cas gaussien

Le calcul analytique de la distribution de probabilité du coefficient de corrélation linéaire, est résolu dans la littérature, dans le cas où les variables de base X et Y, ont des distributions de probabilité gaussiennes.

Un résultat approximatif utilisé pendant longtemps est trouvé dans [62]: la variable

$$z = \frac{1}{2}(\ln(1 + \hat{\rho}) - \ln(1 - \hat{\rho}))$$

est approximativement gaussienne d'écart type

$$\sigma_z = \frac{1}{\sqrt{n-3}}$$

avec l'estimateur de ρ donné par:

$$\hat{\rho} = \frac{\sum_{t=1}^n (X_t Y_t) - \left(\sum_{t=1}^n X_t\right) \cdot \left(\sum_{t=1}^n Y_t\right)}{\hat{\sigma}_X \cdot \hat{\sigma}_Y}$$

et l'estimateur habituel pour l'écart type d'une population gaussienne:

$$\hat{\sigma}_x = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n X_i^2 - \left(\sum_{i=1}^n X_i\right)^2}{n-1}}$$

Plus récemment [63], nous trouvons la forme analytique de la distribution de l'estimateur de ρ :

$$h(r) = \frac{2^{n-2}}{\pi(n-2)!} \cdot (1-\rho^2)^{n/2} \cdot (1-r^2)^{(n-3)/2} \cdot$$

$$\sum_{p \geq 0} \frac{(2\rho r)^p}{p!} \cdot \Gamma^2\left(\frac{n+p}{2}\right)$$

pour $|r| \leq 1$

et $h(r) = 0$ pour $|r| > 1$

ce qui nous permet de calculer tous les moments, en particulier :

$$E(r) = \rho + O\left(\frac{1}{n}\right)$$

$$Var(r) = \frac{(1-\rho^2)^2}{n} + O\left(\frac{1}{n^{3/2}}\right)$$

et donc finalement l'erreur sur notre coefficient de corrélation linéaire :

$$\epsilon_\rho \approx \frac{1-\rho^2}{\sqrt{n}}$$

Remarquons que dans le cas particulier où le paramètre ρ est nul, l'expression de $h(r)$ se simplifie :

$$h(r) = \frac{1}{B\left(\frac{1}{2}, \frac{n-1}{2}\right)} \cdot (1 - r^2)^{(n-3)/2}$$

pour $|r| \leq 1$.

On en déduit que la variable aléatoire ρ^2 suit une loi binomiale:

$$B\left(\frac{1}{2}, \frac{n-1}{2}\right)$$

Il est intéressant de remarquer, que la loi de probabilité $h(r)$ ne dépend que de la taille de l'échantillon n et de ρ , mais pas de σ_x ou de σ_y : elle est indépendante de la dispersion des variables de base X et Y .

7.2.3.3.2 le cas non gaussien

Dans le cas où les distributions de X et Y sont quelconques, nous ne disposons pas de formules, dans la littérature, pour calculer l'erreur sur ρ . Afin de savoir si nous pouvons appliquer la formule

$$\epsilon_{\rho} \approx \frac{1 - \rho^2}{\sqrt{n}}$$

au cas de nos distributions expérimentales réelles, qui ne sont en général pas gaussiennes, nous avons réalisé une étude numérique de la manière suivante:

Nous générons par Monte-Carlo n couples (x,y) en accord avec les distributions expérimentales des variables que nous voulons étudier, soit avec les variables X et Y indépendantes, soit en introduisant explicitement une corrélation entre X et Y . Nous calculons le coefficient de corrélation pour cette génération Monte-Carlo. Nous recommençons la procédure dix mille fois, ce qui nous permet de tracer un histogramme de la distribution du coefficient de corrélation.

Nous comparons alors le R.M.S. (dispersion quadratique moyenne) de cet histogramme, avec l'erreur obtenue par la formule démontrée ci-dessus dans le cas gaussien. Nous constatons que ces deux valeurs sont les mêmes à 10% près pour les variables indépendantes, et à 20% près pour les variables corrélées.

A titre d'exemple, voici les résultats obtenus dans le cas de variables aléatoires uniformes sur $[0,1]$ pour $n=16$ couples (x,y) :

$$\rho = 0.0 \Rightarrow R.M.S. = 0.2604 \cong (1 - \rho^2) / \sqrt{n} = 0.25 \Rightarrow \Delta = 4\%$$

$$\rho = 0.7 \Rightarrow R.M.S. = 0.1336 \cong (1 - \rho^2) / \sqrt{n} = 0.1275 \Rightarrow \Delta = 5\%$$

Le résultat est donc pratiquement indépendant de la forme exacte des distributions des variables de base X et Y .

En conclusion, nous pourrions donc appliquer la formule

$$\epsilon_{\rho} \cong \frac{(1 - \rho^2)}{\sqrt{n}}$$

pour calculer l'erreur sur le coefficient de corrélation ρ , dans tous les cas que nous rencontrerons expérimentalement.

7.2.4 LE RAPPORT DE CORRELATION ETA

S'il y a une corrélation entre X et Y, l'information apportée par X sur Y, réduit la variance conditionnelle de Y par rapport à X. On caractérise cette réduction par le nombre positif η appelé rapport de corrélation qui est défini par:

$$1 - \eta^2 = \frac{E(\text{Var}^X Y)}{\text{Var} Y}$$

$$\text{Var}^X Y = E^X (Y - E^X Y)^2$$

est la variance conditionnelle de Y par rapport à X.

Le paramètre η présente deux avantages sur ρ

- 1) - il est supérieur à celui-ci : $\eta^2 \geq \rho^2$
- 2) - il n'est pas nul dans le cas de corrélations symétriques comme $Y = \text{abs}(X)$

Il présente cependant trois désavantages par rapport à ρ

- 1) - perte du signe
- 2) - nécessité d'un découpage arbitraire de X en intervalles, pour estimer la variance conditionnelle.
- 3) - des fluctuations trop importantes dans le cas de faibles statistiques.

Nous avons appliqué cette méthode sans succès sur nos données: à cause de notre faible statistique, et du découpage en X, les erreurs sur η étaient beaucoup plus grandes que celles sur ρ . Nous n'avons donc pas pu tirer de conclusions significatives en utilisant η , même si sa valeur était en général supérieure à celle de ρ .

7.2.5 LE PARAMETRE D'ASYMETRIE B

Soit θ l'angle dans le plan transverse au faisceau, entre la direction de l'impulsion de la particule et le faisceau. Pour étudier les corrélations angulaires dans le plan transverse, nous n'utiliserons pas:

$$\rho(\theta_1, \theta_2)$$

à cause du problème de la définition de cet angle dans $[0, 360^\circ]$.

En effet, l'observation de la paire $(+10^\circ, +350^\circ)$ a la même signification physique que celle de la paire $(+10^\circ, +30^\circ)$, alors qu'au niveau de ρ ce n'est pas le cas.

Il est donc préférable, pour les angles, d'utiliser un autre paramètre: l'asymétrie B définie comme suit

$$B = \frac{\int_0^{90} W(\theta) d\theta - \int_{90}^{180} W(\theta) d\theta}{\int_0^{90} W(\theta) d\theta + \int_{90}^{180} W(\theta) d\theta}$$

où $W(\theta)$ est le nombre de paires à l'angle θ , à $d\theta$ près.

Par normalisation, nous avons:

$$-1 \leq B \leq +1$$

Chaque paire étudiée tombant, soit dans $[0,90]$, soit dans $[90,180]$, nous pouvons calculer l'erreur sur B en utilisant les formules de la binomiale:

notons p la probabilité que la paire $\in [0,90]$

q la probabilité que la paire $\in [90,180]$

n le nombre total de paires

nous avons alors:

$$B = p - q = 2 \cdot p - 1$$

$$p = (1+B)/2 \quad \text{et} \quad q = (1-B)/2$$

Comme la variance est donnée par : $\text{Var}(p) = p q / n$, nous calculons

$\text{Var}(B) = 4 \text{Var}(p) = 4 pq/n = (1+B)(1-B)/n$ donc finalement, nous calculons l'erreur sur B par la formule :

$$\epsilon_B = \frac{1}{\sqrt{n}}(1 - B^2)$$

valable dans le cas de statistiques élevées (n grand).

Dans le cas général:

$$\epsilon_B = \sqrt{\frac{n}{n-1}} \cdot \frac{1}{\sqrt{n}} \cdot (1 - B^2)$$

Remarquons qu'avec $n=10$ paires, le facteur correctif

$$\sqrt{\frac{n}{n-1}}$$

est une correction de seulement 5% à l'erreur sur B .

7.3 COMPARAISON DES CORRELATIONS EXPERIMENTALES ET THEORIQUES

7.3.1 PAIRES DE PARTICULES ETRANGES NEUTRES

Nous étudierons ici deux types de paires de particules étranges neutres:

$$\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0 \text{ et } K^0 \bar{K}^0$$

Nous noterons indifféremment

$$K^0 \bar{K}^0 \text{ ou } K^0 K^0$$

étant donné que rien ne permet de différencier expérimentalement un K^0 de son antiparticule, puisque tous les deux se désintègrent en $\pi^+\pi^-$.

L'expérience met en évidence des valeurs élevées du coefficient de corrélation ρ en les variables XF (X de Feynman) et YR (rapidité) :

0.30 ± 0.08	et	0.28 ± 0.08	pour les paires $K^0 \bar{K}^0$
0.45 ± 0.15	et	0.53 ± 0.13	pour les paires $\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0$

alors que l'espace des phases (modèle L.P.S.) prédit des valeurs négatives ($\rho \approx -0.05$) dues au principe de conservation de l'impulsion.

Ces valeurs expérimentales sont très significatives, puisqu'elles correspondent à trois déviations standards d'écart par rapport au zéro ou au L.P.S.

Les modèles de LUND, D.T.U. et EPOCS s'accordent entre eux pour prédire des valeurs très faibles de ρ :

$$\rho(K^0 \bar{K}^0) = 0 \pm 0.02$$

$$\rho(\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0) = -0.1 \pm 0.1$$

en contradiction avec les valeurs observées.

Si la paire de quarks étranges était produite au repos dans le système du centre de masse, l'hadronisation entraînerait soit une corrélation négative (transformation d'énergie au repos en impulsions opposées entre elles), soit une corrélation nulle (cas d'hadronisations indépendantes entre elles).

Nous devons donc admettre que la paire de quarks étranges est produite avec une certaine impulsion (au moins une impulsion longitudinale non nulle), qui sera partagée entre les deux particules étranges produites lors de la fragmentation. Cette paire peut donc provenir de la matérialisation d'un gluon, ayant une impulsion longitudinale.

Pour savoir si elle est produite avec une impulsion transverse, appliquons le même raisonnement à l'étude de la corrélation en P_T (impulsion transverse au faisceau).

Les valeurs observées du coefficient de corrélation sont faibles:

$$\rho(K^0 \bar{K}^0) = 0.05 \pm 0.10$$

$$\rho(\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0) = 0.07 \pm 0.18$$

et compatibles avec zéro.

Si la paire de quarks étranges possède une impulsion transverse initiale, celle-ci doit être négligeable par rapport aux changements d'impulsion qu'entraîne l'hadronisation. Comme les valeurs de P_T des K^0 ne sont pas négligeables par rapport aux masses:

$$\langle P_T \rangle \approx 500 \text{ MeV} = m_{K^0} = 5m_\pi$$

nous aurions dû observer des anticorrélations (P négatifs) si les hadronisations des deux quarks étranges étaient liées l'une à l'autre. L'observation de P nuls est en faveur d'un mécanisme d'hadronisation indépendant pour les quarks, même s'ils proviennent de la matérialisation d'un même gluon. Ici

$$g \rightarrow S\bar{S} \rightarrow K^0\bar{K}^0$$

$$\Lambda^0\bar{\Lambda}^0$$

Quant à la corrélation angulaire, dans le plan transverse au faisceau, elle est compatible avec zéro, pour les deux types de paires de particules étranges neutres étudiées.

La prédiction de l'espace des phases (L.P.S.) est une légère anticorrélation angulaire, due à la conservation de l'impulsion dans l'ensemble de l'événement.

Les prédictions des modèles de LUND, D.T.U. et EPOCS sont comparables à celles de L.P.S. pour les K^0 ; mais beaucoup trop négatives pour les Λ^0 . Cette dernière valeur est en contradiction avec le résultat expérimental.

Asymétrie	$K^0\bar{K}^0$	$\Lambda^0\bar{\Lambda}^0$
NA23	$B = +0.02 \pm 0.11$	$B = +0.22 \pm 0.27$
L.P.S.	$B = -0.10 \pm 0.01$	$B = -0.10 \pm 0.01$
LUND	$B = -0.15 \pm 0.02$	$B = -0.30 \pm 0.06$
D.T.U.	$B = -0.15 \pm 0.02$	$B = -0.50 \pm 0.05$
EPOCS	$B = -0.10 \pm 0.02$	$B = -0.65 \pm 0.07$

Ce désaccord s'explique, par le fait que les modèles introduisent la conservation de l'impulsion transverse localement. Ceci entraîne des valeurs de B trop négatives

(bien inférieures à la valeur L.P.S.) alors, qu'en réalité, la conservation de l'impulsion est plus globale, liée à l'ensemble de l'événement.

7.3.2 PAIRES DE PIONS CHARGES

L'étude des corrélations de pions chargés, peut se faire de manière précise vu la statistique très élevée qui existe: quatre mille paires de pions de charges opposées, et trois mille paires de pions de même charge.

7.3.2.1 Paires de pions de charges opposées

Pour les paires de pions de charges opposées, nous observons expérimentalement des corrélations positives pour toutes les variables dynamiques non angulaires.

Voici les valeurs du coefficient de corrélation ρ pour les quatre variables cinématiques suivantes: X_F , Y_R , P_T , EN (représentant respectivement X de Feynman, la rapidité, l'impulsion transverse, l'énergie)

$X_F : 0.081 \pm 0.014$	$Y_R : 0.068 \pm 0.015$
$P_T : 0.030 \pm 0.015$	$EN : 0.074 \pm 0.015$

Ces valeurs relativement faibles, sont cependant significativement non nulles, compte tenu des faibles erreurs statistiques.

Les modèles prédisent de faibles corrélations positives, comme nous l'observons expérimentalement, même si

quantitativement elles sont incompatibles avec les valeurs observées.

Voici les prédictions du modèle de LUND :

XF : 0.055 ± 0.006	YR : 0.084 ± 0.006
P _T : 0.065 ± 0.006	EN : 0.056 ± 0.006

celles du modèle D.T.U. :

XF : 0.023 ± 0.004	YR : 0.168 ± 0.004
P _T : 0.052 ± 0.004	EN : 0.022 ± 0.004

et celles du modèle EPOCS:

XF : 0.020 ± 0.004	YR : 0.141 ± 0.004
P _T : 0.079 ± 0.004	EN : 0.018 ± 0.004

Pour les variables longitudinales, l'accord est meilleur pour le modèle de LUND que pour les modèles D.T.U. et EPOCS, qui prédisent une corrélation trop faible en XF, et trop forte en YR.

Notons que les paires $\pi^+\pi^-$ peuvent provenir de la désintégration de résonances neutres:

$$\rho_{770}^0, \omega_{783}^0, \eta_{958}, f_{975}^0, \dots$$

qui sont abondamment produites à cette énergie.

Le fait que la production et la désintégration de ces résonances, soit explicitement introduit dans les modèles, permet de comprendre les raisons de l'accord qualitatif avec l'expérience.

L'anticorrélation angulaire transverse observée :

$$B = - 0.08 \pm 0.02$$

est facilement expliquée par tous les modèles y compris le L.P.S.

Il ne faut donc y voir que l'application du principe de conservation de l'impulsion (transverse) dans l'événement, aux particules les plus abondamment produites que sont les pions.

7.3.2.2 Paires de pions de charges identiques

La situation est complètement différente en ce qui concerne les paires de pions de même charge ($\pi^+\pi^+$, $\pi^-\pi^-$).

L'expérience met ici en évidence de très fortes corrélations longitudinales. Voici les valeurs du coefficient de corrélation, pour les trois variables cinématiques longitudinales étudiées:

XF : 0.418 ± 0.010	YR : 0.266 ± 0.013
EN : 0.481 ± 0.009	

Les modèles étudiés ici prédisent tous des valeurs négatives ou voisines de zéro pour ces coefficients.

Comment expliquer un tel désaccord avec l'expérience ?

Alors que, dans les cas précédents, les particules étaient en théorie discernables, ici au contraire, pour $\pi^+\pi^+$ et $\pi^-\pi^-$, les particules sont totalement indiscernables. Comme les pions sont des particules de spin nul, ils relèvent de la statistique de Bose-Einstein. La symétrisation de la fonction d'onde du système $\pi\pi$ est donc possible, et est

effectivement mise en évidence ici: cette symétrisation de la fonction d'onde de pions identiques, permet de rendre compte des fortes corrélations observées.

Cette constatation a déjà été faite, de manière quelque peu différente, dans d'autres expériences. Citons par exemple, l'augmentation du rapport $\pi^+\pi^+/\pi^+\pi^-$ aux faibles intervalles de rapidité observée dans $K^+ p$ à 16 GeV/c [42]. Nous voyons qu'ici, à une énergie beaucoup plus élevée (360 GeV/c), cet effet persiste et reste très marqué. Il en est d'autant plus surprenant que les modèles de LUND, D.T.U. et EPOCS n'incorporent pas cet effet de Bose-Einstein dans leurs fondements. Notons que le paramètre ρ utilisé ici, permet de mieux mettre ce phénomène en évidence que les autres méthodes utilisées antérieurement.

L'effet de cette symétrisation se marque seulement sur les variables longitudinales, et pratiquement pas sur les variables transversales:

$\rho(P_T)$ est identique à la valeur obtenue pour $\pi^+\pi^-$.

L'asymétrie B est inférieure en valeur absolue à celle obtenue pour $\pi^+\pi^-$.

Voici les valeurs expérimentales et celles prédites par les modèles:

NA23	ρ	$(P_T) = 0.027 \pm 0.017$	et	$B = - 0.028 \pm 0.018$
LUND	ρ	$(P_T) = 0.025 \pm 0.008$	et	$B = - 0.080 \pm 0.008$
D.T.U.	ρ	$(P_T) = 0.028 \pm 0.005$	et	$B = - 0.039 \pm 0.005$
EPOCS	ρ	$(P_T) = 0.043 \pm 0.005$	et	$B = - 0.041 \pm 0.005$

Les valeurs prédites par les trois modèles sont en bon accord avec la valeur expérimentale de la corrélation en P_T .

Les modèles à deux cordes (D.T.U. et EPOCS) sont compatibles avec l'asymétrie expérimentale, tandis que le modèle de LUND prédit une valeur trop négative.

La symétrisation de la fonction d'onde des pions identiques n'est possible que si ceux-ci interagissent entre eux. Si l'on envisage cette interaction en terme de corde alignée selon la direction du faisceau incident (c'est principalement selon cette direction que les quarks se séparent), on pourrait suggérer que la symétrisation puisse se faire plus facilement dans cette direction plutôt que dans une autre.

7.3.3 PAIRES DE PROTONS

La région de l'espace des phases dans laquelle nous identifions les protons est limitée à $5 < p < 50$ GeV/c. Nous excluons donc les protons lents et rapides ($|XF| \approx 1$) de notre étude, c'est à dire ceux provenant directement de la fragmentation du faisceau ou de la cible (en particulier les protons diffractifs). Ceci explique le nombre peu élevé de paires de protons par rapport au nombre d'événements.

Les Monte-Carlo de D.T.U. et EPOCS prédisent des nombres de paires du même ordre de grandeur que ceux observés, alors que le modèle de LUND prédit des nombres de paires beaucoup trop faibles.

Voici les nombres de paires pour 10.000 événements:

	paire proton-proton	paire antiproton-proton
NA23	100	150
LUND	10	50
D.T.U.	50	150

7.3.3.1 Paire antiproton-proton

Pour les variables longitudinales, les corrélations observées et prédites sont toutes compatibles avec zéro (en XF, YR, EN).

Par contre, pour l'impulsion transverse P_T , la corrélation observée est nettement supérieure aux prédictions des modèles.

Le paramètre d'asymétrie B est compatible avec les valeurs prédites.

NA23	: $\rho(P_T) = 0.43 \pm 0.10$	B = -0.35 ± 0.16
LUND	: $\rho(P_T) = 0.16 \pm 0.05$	B = -0.34 ± 0.04
D.T.U.	: $\rho(P_T) = 0.10 \pm 0.03$	B = -0.31 ± 0.04
EPOCS	: $\rho(P_T) = 0.09 \pm 0.06$	B = -0.25 ± 0.06

Nous en déduisons que les paires antiproton-proton sont produites dans des directions transverses plutôt opposées.

7.3.3.2 Paire proton-proton

En ce qui concerne les paires proton-proton, nous mettons en évidence des corrélations longitudinales significatives:

$$\rho (XF) = 0.42 \pm 0.15$$

$$\rho (YR) = 0.52 \pm 0.16$$

$$\rho (EN) = 0.36 \pm 0.17$$

alors que les modèles prédisent des valeurs négatives, c'est à dire des anticorrélations.

Pour l'impulsion transverse, nous calculons $\rho \approx +1$, ce qui signifie que les deux protons sont produits avec des impulsions transverses égales, alors que les modèles ne prédisent aucune corrélation en P_T .

Le paramètre d'asymétrie $B = -0.20 \pm 0.25$ ne nous apprend rien de plus, l'erreur étant ici trop grande.

Si nous interprétons ces résultats en terme d'échange (de π^0 par exemple) entre le proton incident et le proton cible, nous pourrions expliquer facilement la valeur de $\rho (P_T) \approx +1$, mais pas la corrélation longitudinale observée. En effet, ces deux protons auraient des impulsions opposées, dans le système du centre de masse, et nous observerions $\rho (XF) \approx -1$.

Il est difficile d'imaginer une source de nombre baryonique +2 en mouvement longitudinal, qui se fragmenterait en deux protons.

Comme les deux protons sont indiscernables, nous sommes tentés de faire l'analogie avec le cas de deux pions de charge positive. Cependant, les protons ayant un spin demi-entier, ce sont des fermions et non des bosons. Aurions nous mis en évidence l'effet d'une antisymétrisation du système proton-proton entraînant des corrélations positives très fortes?

7.4 TABLEAUX NUMERIQUES DETAILLES

7.4.1 LEGENDE POUR LES TABLEAUX DE CORRELATIONS

7.4.1.1 LEGENDE DES CANAUX

1	$K^0 K^0$
2	$\Lambda^0 K^0$
3	$\Lambda^0 \Lambda^0$
4	$K^0 K^+, K^0 K^-$
5	$\Lambda^0 \pi^+$
6	$\Lambda^0 K^+$
7	$\Lambda^0 p$
8	$\Lambda^0 \pi^-$

9	$\Lambda^0 K^-$
10	$\Lambda^0 \bar{p}$
11	$\pi^+ \pi^-$
12	$K^+ K^-$
13	$p \bar{p}$
14	$\pi^+ \pi^+, \pi^- \pi^-$
15	$K^+ K^+, K^- K^-$
16	$p p$

7.4.1.2 LEGENDE DES SYMBOLES

.	expérience compatible avec le modèle	écart < 1.5 s
+	compatibilité à la limite des erreurs	écart > 1.5 s
\$	désaccord entre expérience et modèle	écart > 2.0 s
X	incompatibilité endéans les erreurs	écart > 2.5 s

avec
$$S = \sqrt{\sigma_{\text{exp}}^2 + \sigma_{\text{mod}}^2}$$

7.4.2 COEFFICIENTS DE CORRELATIONS EXPERIMENTAUX COMPARES AUX MODELES

7.4.2.1 COEFFICIENTS DE CORRELATION EN X DE FEYNMAN

n	SYMB	NA23	LUND	D.T.U.	EPOCS
1	XXX	0.303±.080	0.006±.016	0.042±.012	0.017±.018
2	...	0.032±.134	-.187±.028	-.141±.022	-.166±.036
3	XXX	0.450±.156	-.132±.083	-.112±.068	-.081±.136
4	...	0.146±.099	0.031±.013	0.029±.010	0.027±.014
5	...	0.060±.054	0.003±.017	-.029±.014	-.017±.022
6	...	0.056±.204	0.165±.034	0.067±.029	0.046±.042
7	...	0.124±.253	-.085±.085	-.153±.054	-.138±.094
8	.\$\$	0.079±.050	0.024±.018	-.029±.015	-.055±.025
9	...	0.535±.394	0.015±.056	-.069±.048	0.058±.061
10	...	0.164±.274	-.017±.073	-.048±.063	-.099±.220
11	+XX	0.081±.014	0.055±.006	0.023±.004	0.020±.004
12	...	0.128±.199	0.103±.020	0.087±.017	0.021±.026
13	...	0.164±.216	0.039±.063	0.015±.038	0.014±.064
14	XXX	0.418±.010	-.046±.008	-.020±.005	-.016±.005
15	...	0.100±.285	-.034±.049	-.015±.033	-.019±.040
16	XXX	0.420±.151	-.396±.259	-.153±.078	-.224±.093

7.4.2.2 COEFFICIENTS DE CORRELATION EN RAPIDITE

n	SYMB	NA23	LUND	D.T.U.	EPOCS
1	XXX	0.282±.083	0.039±.015	0.079±.012	0.036±.018
2	..+	0.078±.120	-.077±.025	-.065±.021	-.139±.035
3	XXX	0.530±.133	-.049±.076	-.085±.066	-.072±.135
4	+++	0.202±.093	0.031±.013	0.034±.010	0.037±.014
5	...	0.041±.053	0.035±.017	-.014±.014	-.022±.022
6	...	0.039±.200	0.100±.037	0.077±.029	0.077±.041
7	...	0.031±.279	-.073±.084	-.138±.054	-.172±.097
8	...	0.018±.053	0.036±.018	-.022±.015	-.025±.024
9	...	0.437±.368	0.008±.056	-.034±.047	0.065±.061
10	...	0.000±.000	-.001±.072	-.027±.062	-.110±.222
11	.XX	0.068±.015	0.084±.006	0.168±.004	0.141±.004
12	...	0.171±.189	0.136±.019	0.120±.017	0.034±.026
13	...	0.101±.204	0.041±.063	0.006±.039	0.005±.065
14	XXX	0.266±.013	-.055±.008	0.078±.005	0.059±.005
15	XXX	0.510±.155	-.036±.049	-.007±.032	-.021±.041
16	XXX	0.518±.126	-.375±.255	-.142±.078	-.236±.094

7.4.2.3 COEFFICIENTS DE CORRELATION EN IMPULSION TRANSVERSE

n	SYMB	NA23	LUND	D.T.U.	EPOCS
1	...	0.054±.109	0.117±.014	0.087±.011	0.071±.017
2	...	0.042±.124	0.122±.021	0.155±.016	0.113±.027
3	...	0.075±.262	0.127±.064	0.227±.047	0.249±.095
4	...	0.057±.110	0.060±.013	0.058±.010	0.029±.014
5	++.	0.091±.047	-.004±.017	0.006±.014	0.017±.021
6	XXX	? ±.536	0.191±.033	0.099±.028	0.126±.038
7	...	0.130±.251	0.027±.076	0.060±.044	0.086±.076
8	+..	0.069±.057	0.025±.018	0.010±.015	0.019±.023
9	...	0.220±.313	-.016±.058	0.049±.043	0.050±.062
10	...	0.244±.408	0.101±.065	-.009±.061	-.097±.219
11	\$.X	0.030±.015	0.065±.006	0.052±.004	0.079±.004
12	...	0.195±.183	0.176±.019	0.161±.016	0.151±.023
13	\$XX	0.435±.105	0.164±.055	0.101±.035	0.087±.060
14	...	0.027±.017	0.025±.008	0.028±.005	0.043±.005
15	...	0.153±.366	0.012±.047	0.006±.032	0.043±.038
16	XXX	1.141± ?	0.061±.174	0.100±.061	0.042±.073

7.4.2.4 COEFFICIENTS DE CORRELATION EN ENERGIE

n	SYMB	NA23	LUND	D.T.U.	EPOCS
1	...	0.110±.102	0.053±.015	0.082±.012	0.043±.017
2	...	0.084±.119	0.067±.022	0.053±.018	-.061±.032
3	...	0.239±.216	0.003±.073	0.006±.061	-.059±.133
4	...	0.117±.103	0.019±.013	0.031±.010	0.015±.014
5	+..	0.048±.054	0.037±.017	-.013±.014	0.007±.021
6	...	0.068±.206	0.072±.038	0.089±.029	0.076±.041
7	...	0.111±.320	-.075±.084	-.077±.051	-.107±.092
8	...	0.018±.053	0.065±.018	-.015±.015	-.015±.024
9	...	0.286±.330	-.015±.058	-.033±.047	0.132±.056
10	...	0.000±.000	0.046±.068	0.009±.060	-.010±.202
11	.XX	0.074±.015	0.056±.006	0.022±.004	0.018±.004
12	...	0.210±.180	0.107±.020	0.090±.017	0.020±.026
13	...	0.192±.221	0.075±.061	0.006±.039	-.047±.068
14	XXX	0.481±.009	-.029±.008	-.016±.005	-.012±.005
15	XXX	0.644±.113	-.039±.050	-.028±.033	-.013±.040
16	\$\$X	0.357±.167	-.338±.248	-.095±.074	-.178±.090

7.4.3 PARAMETRES D'ASYMETRIE B EXPERIMENTAUX COMPARES AUX MODELES

7.4.3.1 PAS DE COUPURE EN RAPIDITE

n	SYMB	NA23	LUND	D.T.U.	EPOCS
1	...	0.019±.115	-.133±.016	-.150±.012	-.103±.018
2	\$+.	-.043±.129	-.328±.021	-.295±.018	-.226±.029
3	+XX	0.224±.269	-.298±.066	-.502±.045	-.651±.073
4	...	-.238±.110	-.221±.013	-.210±.010	-.171±.014
5	...	-.035±.051	-.005±.017	-.002±.014	0.001±.021
6	...	-.072±.192	-.228±.039	-.233±.030	-.212±.042
7	...	-.326±.257	-.085±.077	-.047±.047	-.034±.083
8	+..	-.121±.053	-.064±.019	-.022±.015	-.036±.023
9	...	-.236±.242	-.122±.056	-.006±.045	-.021±.065
10	...	0.162±.319	-.031±.072	-.007±.060	-.040±.200
11	\$+.	-.078±.016	-.115±.006	-.104±.004	-.081±.005
12	...	-.132±.224	-.135±.022	-.162±.018	-.222±.025
13	...	-.346±.163	-.339±.058	-.313±.035	-.248±.061
14	X..	-.028±.018	-.080±.008	-.039±.005	-.041±.005
15	...	0.004±.317	-.242±.045	-.067±.032	-.061±.039
16	...	-.202±.250	-.103±.184	0.037±.068	-.070±.076

7.4.3.2 COUPURE EN RAPIDITE D_{YR} < 1

n	SYMB	NA23	LUND	D.T.U.	EPOCS
1	.+.	0.113±.139	-.076±.022	-.126±.016	-.090±.024
2	XXX	0.176±.153	-.411±.027	-.350±.025	-.224±.042
3	\$XX	0.411±.290	-.278±.089	-.462±.072	-.647±.010
4	...	-.150±.156	-.271±.018	-.243±.014	-.213±.019
5	...	-.059±.109	-.015±.047	-.015±.030	0.018±.042
6	\$+\$	0.398±.309	-.311±.082	-.207±.064	-.242±.076
7	.++	?	-.429±.218	-.029±.121	0.097±.178
8	...	-.196±.119	-.087±.049	-.084±.031	-.061±.045
9	...	-.200±.396	-.290±.164	-.020±.099	0.057±.137
10	...	0.447±.506	-.303±.112	-.124±.104	-.333±.363
11	\$+.	-.090±.019	-.135±.008	-.121±.005	-.090±.006
12	...	-.068±.215	-.079±.026	-.145±.022	-.199±.031
13	...	-.188±.195	-.421±.065	-.339±.042	-.301±.071
14	+..	-.023±.021	-.068±.010	-.048±.006	-.044±.007
15	...	-.059±.390	-.313±.052	-.089±.038	-.024±.047
16	...	-.244±.268	-.200±.248	-.069±.087	-.064±.103

7.4.3.3 COUPURE EN RAPIDITE OYR < 2

n	SYMB	NA23	LUND	D.T.U.	EPOCS
1	++.	0.051±.116	-.130±.017	-.157±.013	-.106±.019
2	\$\$.	-.030±.141	-.374±.022	-.321±.019	-.231±.032
3	\$XX	0.280±.271	-.294±.070	-.523±.047	-.639±.076
4	...	-.203±.118	-.246±.014	-.228±.011	-.179±.015
5	...	-.073±.071	-.014±.027	0.007±.020	0.002±.028
6	...	0.002±.248	-.309±.050	-.271±.039	-.218±.052
7	...	-.457±.322	-.111±.134	0.000±.072	0.046±.124
8	.+.	-.157±.072	-.117±.029	-.038±.021	-.042±.031
9	...	-.210±.302	-.136±.088	0.004±.061	0.043±.085
10	...	0.352±.387	-.131±.089	-.085±.075	-.285±.245
11	\$+.	-.080±.016	-.121±.006	-.107±.004	-.084±.005
12	...	-.211±.230	-.135±.022	-.160±.019	-.218±.026
13	...	-.352±.165	-.333±.058	-.318±.035	-.247±.062
14	X..	-.029±.018	-.082±.008	-.040±.005	-.049±.005
15	...	0.007±.322	-.239±.045	-.065±.032	-.055±.040
16	...	-.117±.254	-.077±.195	0.029±.070	-.073±.078

8 ETUDE DES MULTIPLICITES CHARGÉES

ETUDE DES MULTIPLICITES CHARGÉES

Sur base d'une statistique de 10.000 interactions proton-proton à une énergie de 26 GeV dans le centre de masse, et après correction de l'inefficacité du trigger, nous obtenons expérimentalement les sections efficaces topologiques inélastiques suivantes [15]:

n	section efficace (millibarns)
2	2.09 ± 0.36
4	4.40 ± 0.16
6	5.31 ± 0.18
8	5.95 ± 0.19
10	5.00 ± 0.17
12	4.05 ± 0.15
14	2.65 ± 0.12
16	1.54 ± 0.09
18	0.89 ± 0.07
20	0.52 ± 0.05
22	0.26 ± 0.04
24	0.11 ± 0.02
26	0.03 ± 0.01
total	32.80 ± 0.55

La multiplicité moyenne observée augmente avec l'énergie et vaut ici $\langle n \rangle = 9.06 \pm 0.09$. Si l'on effectue un changement de variable en posant $z = n/\langle n \rangle$, les distributions de multiplicités ainsi renormalisées sont indépendantes de l'énergie, du moins

pour des énergies inférieures à 100 GeV dans le centre de masse. Cette propriété d'invariance est appelée dans la littérature le "KNO scaling" [64]. Elle est liée à la propriété d'invariance d'échelle des fonctions d'hadronisation qui fut introduite à l'origine par R.Feynman [65]. La distribution de multiplicité observée dans NA23 est en parfait accord avec cette propriété (voir schéma):

$$\chi^2/ndf < 1$$

A haute énergie ($\sqrt{s} = 540$ GeV), les collaborations UA1,....UA5 ont observé des écarts par rapport au "KNO scaling", qui montrent que la propriété d'invariance d'échelle n'est en fait qu'une approximation [66]. C'est l'indication que des effets chromodynamiques négligeables à basse énergie [67] font ici leur apparition (vertex à plusieurs gluons énergétiques ?...), et modifient les fonctions de structure ou d'hadronisation.

Les modèles de LUND, D.T.U. et EPOCS étudiés ici, ne reproduisent pas la forme analytique de la distribution "KNO" car ils prédisent des distributions de multiplicité trop étroites (voir schémas).

multiplicité chargée	moyenne < n >	largeur σ	rapport $2\sigma / \langle n \rangle$
NA23	9.06 ± 0.09	4.49 ± 0.05	1
LUND	7.65 ± 0.05	2.41 ± 0.03	0.63
D.T.U.	9.63 ± 0.05	3.37 ± 0.03	0.70
EPOCS	11.48 ± 0.05	3.19 ± 0.03	0.56
L.P.S.	9.89 ± 0.08	3.90 ± 0.05	0.78

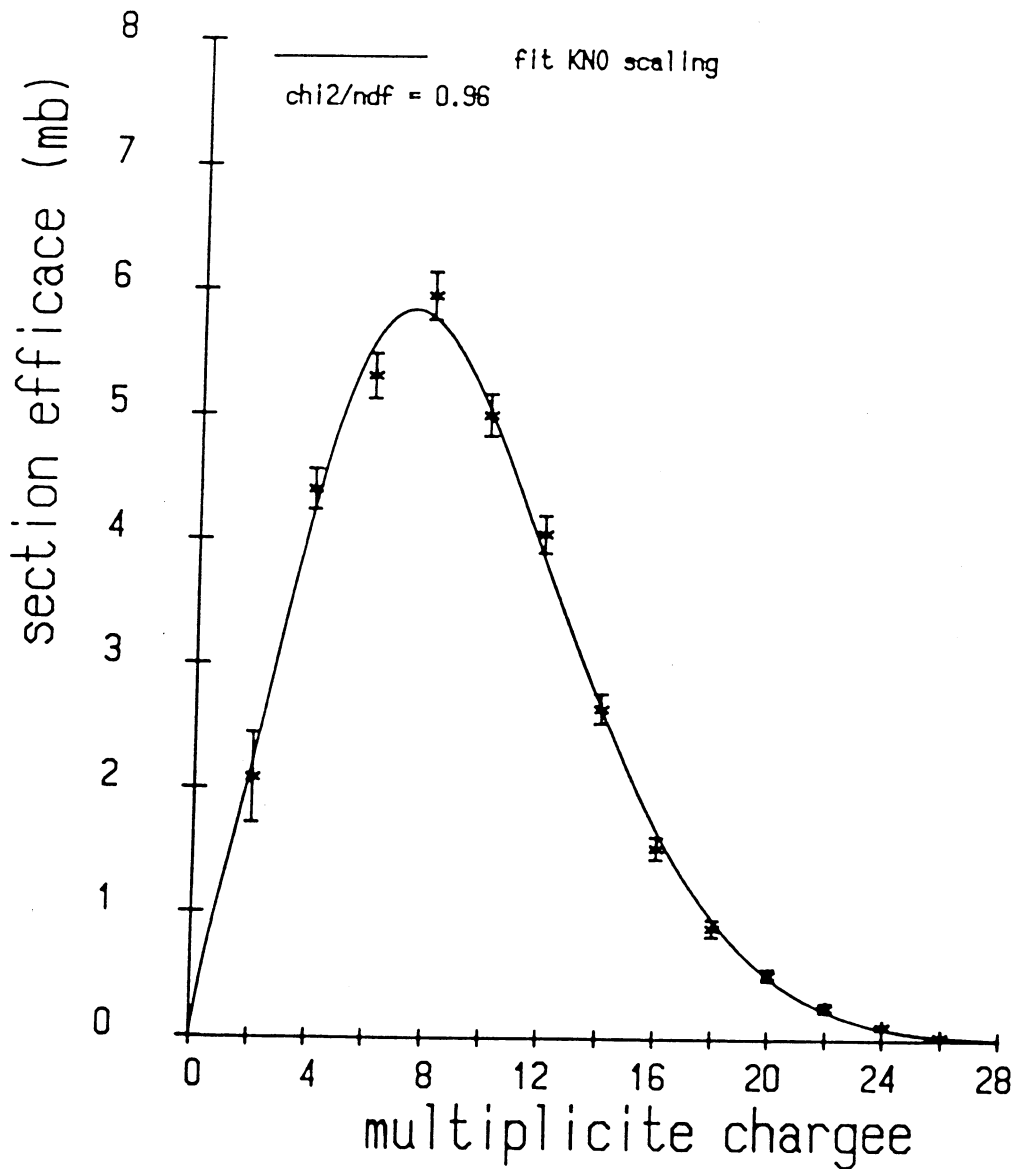
La multiplicité moyenne prédite par le modèle de LUND, D.T.U. et EPOCS est respectivement inférieure, compatible et supérieure à la valeur expérimentale.

La valeur moyenne trop faible du modèle de LUND peut être corrigée, en augmentant la valeur du paramètre "a" ou en diminuant la valeur du paramètre "b", qui interviennent dans la fonction d'hadronisation $f(z)$ du modèle.

Par exemple, avec $a = 1.6$ au lieu de 1 (mais conservant $b = 0.7$), on obtiendrait $\langle n \rangle = 9.1$ et $\sigma = 2.75$.

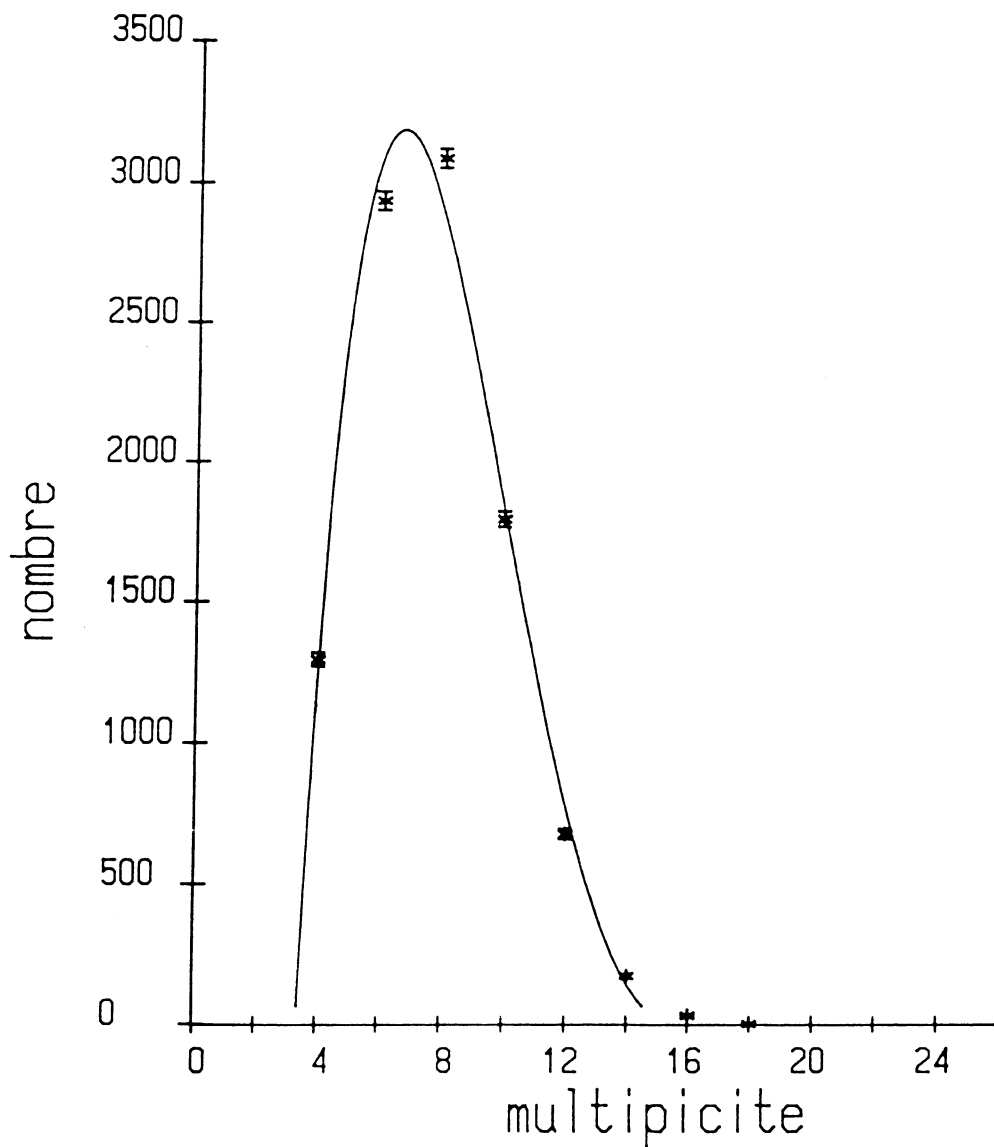
Non seulement un tel changement n'améliore pas beaucoup la largeur prédite qui reste trop faible, mais surtout il est contraire au principe de l'application du modèle mis au point pour les interactions $e^+ e^-$ aux interactions hadroniques. Nous ne modifions donc pas ces paramètres.

EXPERIENCE NA23
multiplicite
chargee



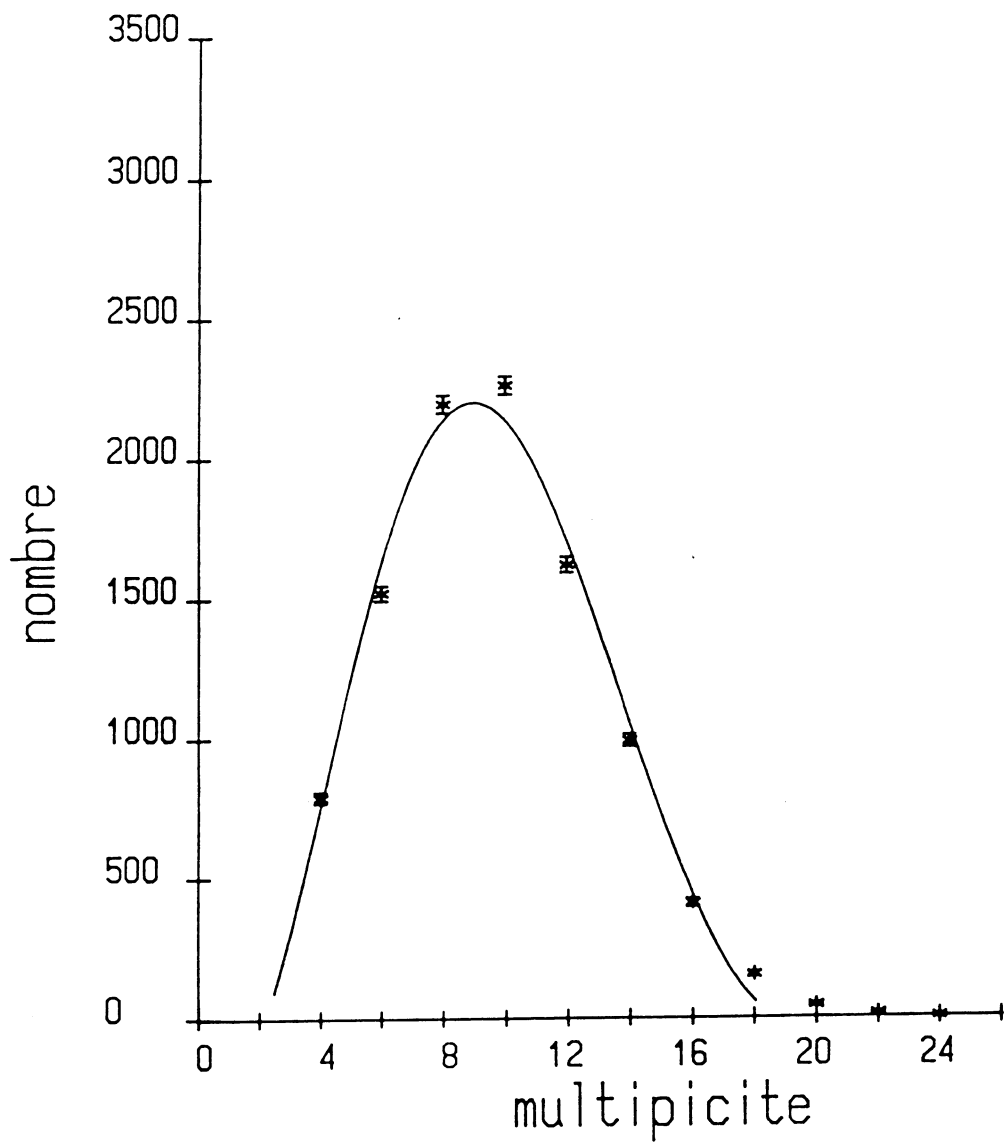
MODELE DE LUND multiplicite chargee

COURBE POLYNOMIALE



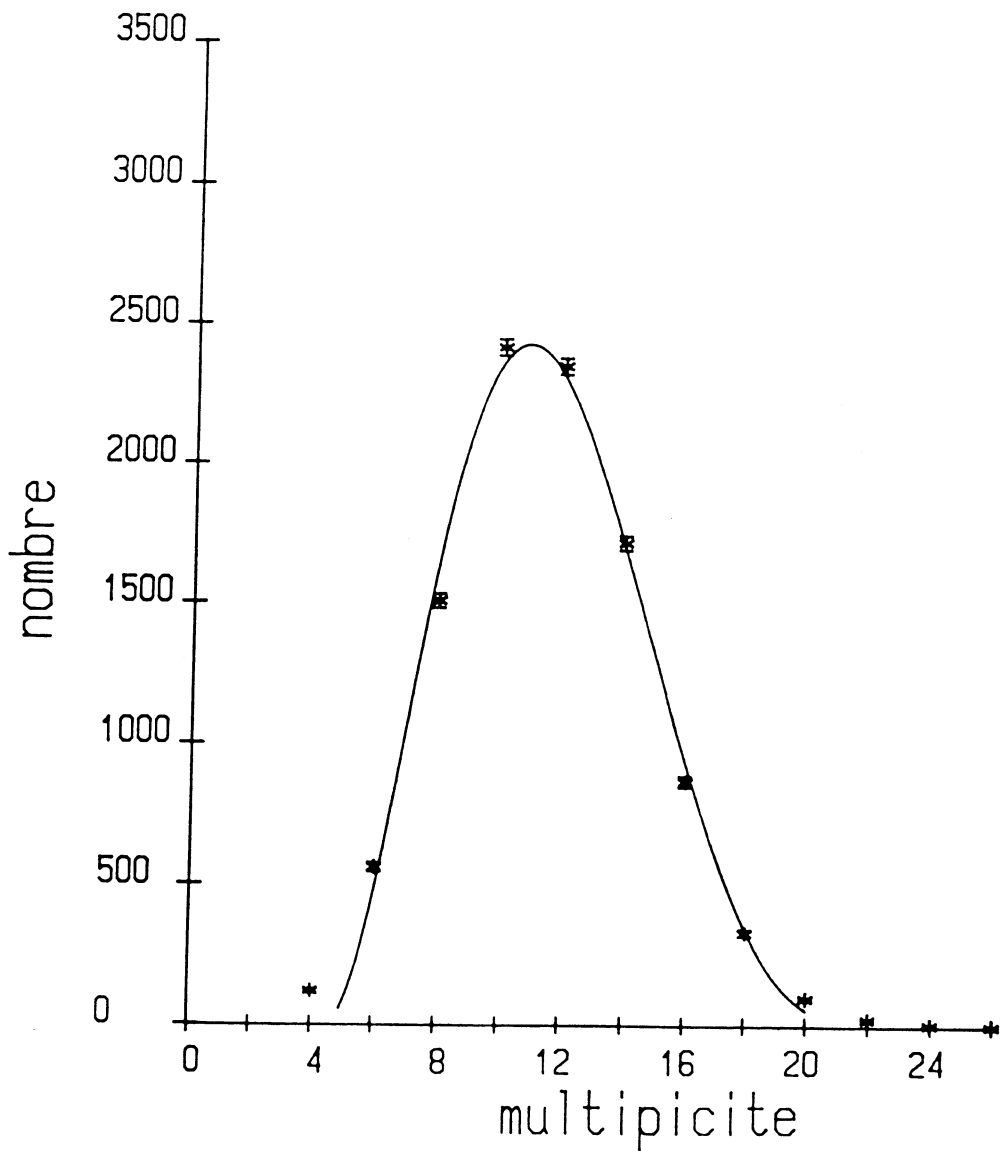
MODELE D.T.U.
multiplicite
chargee

COURBE POLYNOMIALE



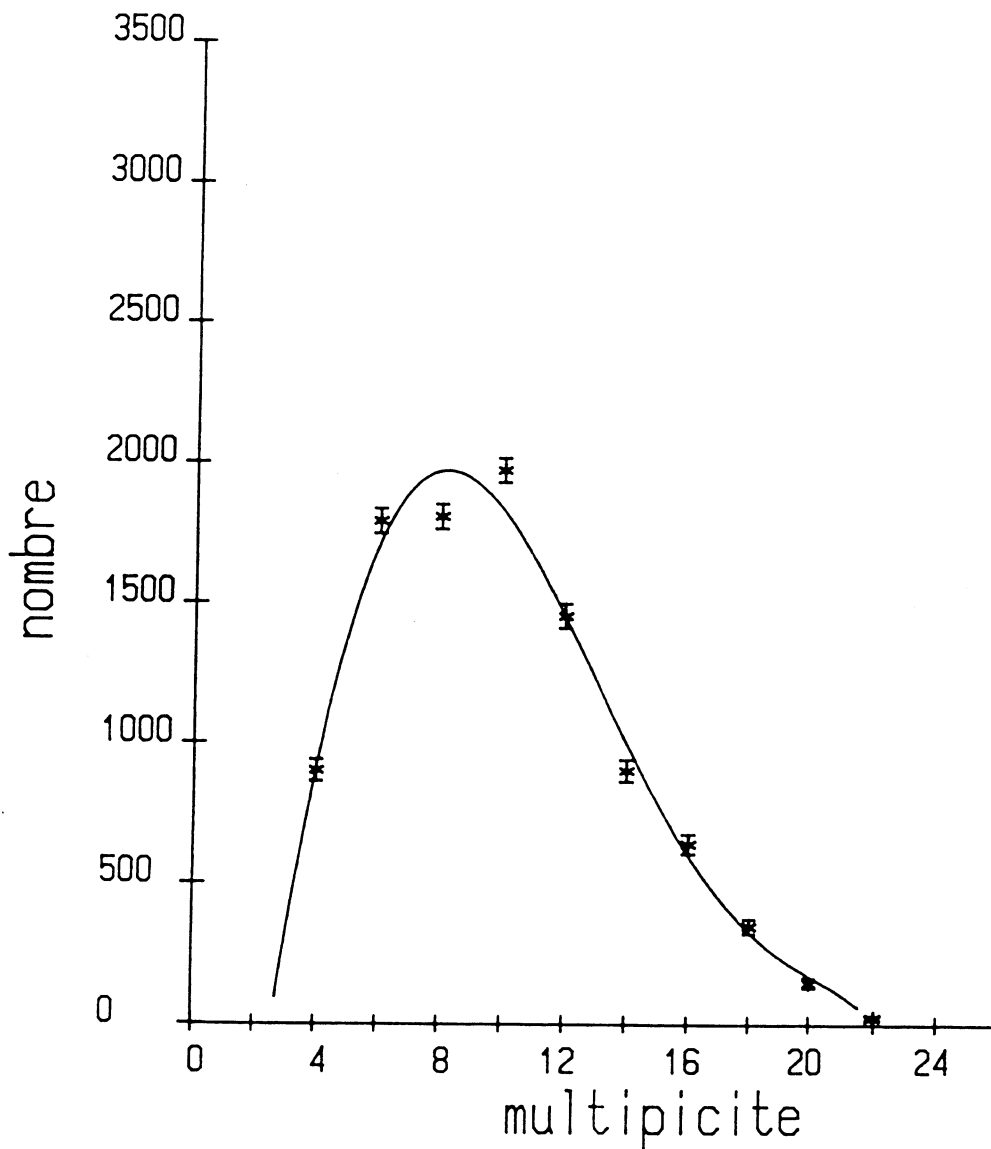
MODELE EPOCS
multiplicite
chargee

COURBE POLYNOMIALE



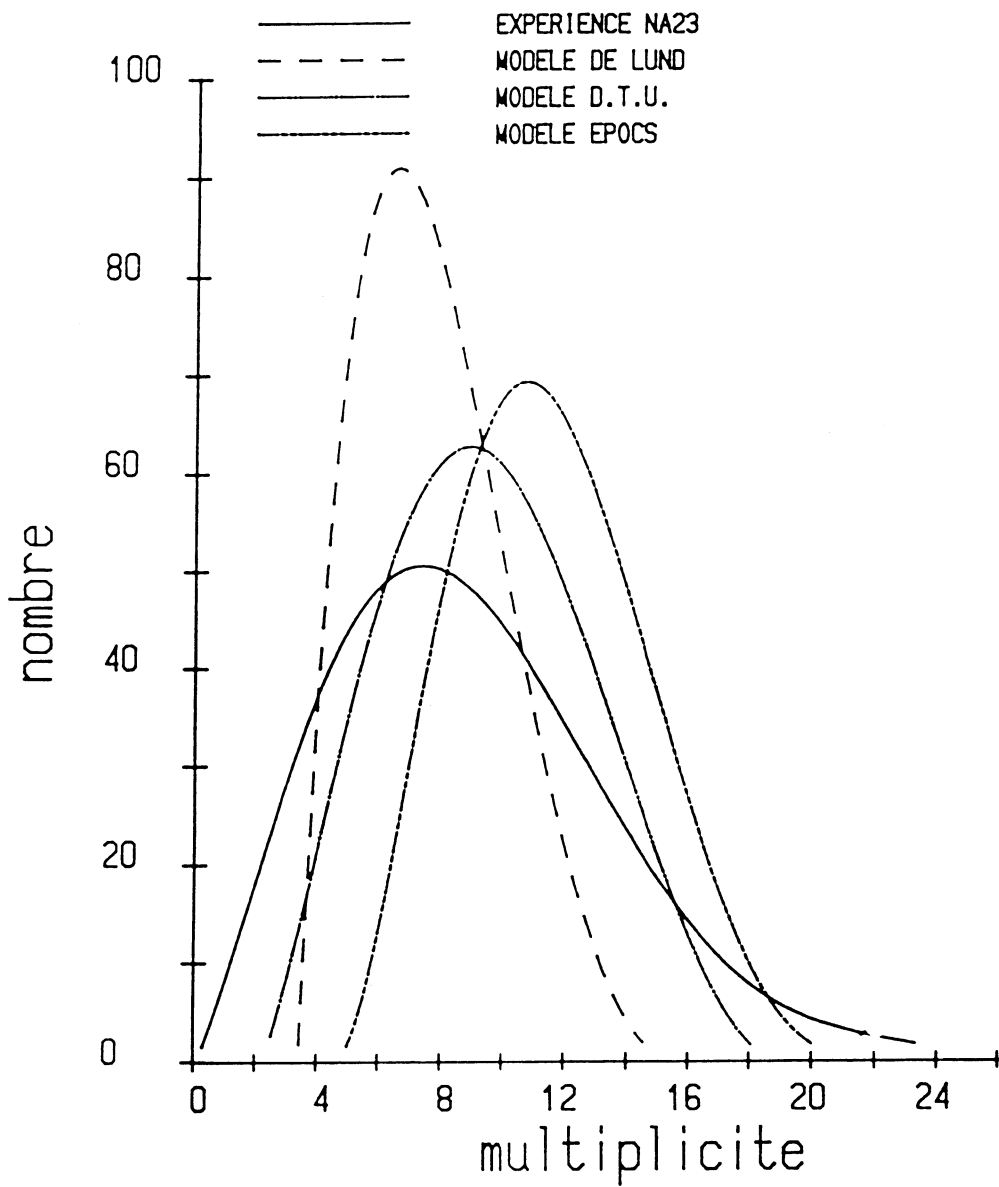
MODELE L.P.S.
multiplicite
chargee

COURBE POLYNOMIALE



MULTIPLICITE CHARGEE

experience-modeles



9 ETUDE DE LA CONFIGURATION DES EVENEMENTS (SPHERICITE)

Pour étudier la configuration générale des événements dans l'espace des impulsions, nous utiliserons la variable appelée "sphéricité". Celle-ci varie de 0 à 1 quand l'événement passe d'une forme allongée (cigare), à une forme ronde (boule).

La sphéricité a été étudiée dans tous les types d'interactions: e^+e^- [68,69,70], lepton-hadron [71,72,73] et hadron-hadron [74,75,76,77].

Nous étudierons successivement:

- 1) - la définition de la sphéricité
- 2) - la manière dont elle est calculée dans cette expérience
- 3) - les résultats expérimentaux de NA23
- 4) - une interprétation numérique de ces résultats
- 5) - une approximation analytique de la sphéricité
- 6) - la confrontation avec les modèles physiques d'hadronisation (LUND, D.T.U., EPOCS)

9.1 DEFINITION DES VARIABLES

Pour étudier la configuration générale des événements dans l'espace des impulsions, nous effectuons un changement de référentiel:

- une transformation de Lorentz du système du laboratoire vers le système du centre de masse de la collision proton-proton
- une rotation pour amener l'axe Z (qui était initialement la direction du faisceau), sur l'axe principal de l'analyse des jets (finalement la direction qui minimise la somme des carrés des impulsions transverses).

L'orientation des axes est obtenue en considérant la matrice M définie par:

$$M_{\alpha\beta} = \sum_{j=1}^n p_j^\alpha p_j^\beta$$

p est une impulsion dans le système du centre de masse de la collision

α désigne la composante x, y ou z du référentiel cartésien dans ce système

j désigne une des n particules (neutre ou chargée) de l'événement considéré.

Puisque la matrice M est symétrique, nous pouvons la diagonaliser et calculer les valeurs propres réelles

$$\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$$

correspondant aux trois vecteurs propres unitaires

$$\hat{z}_1, \hat{z}_2, \hat{z}_3$$

qui sont utilisés pour définir les axes principaux (nouveau système de coordonnées).

On définit ensuite les valeurs propres normalisées :

$$Q_k = \frac{\lambda_k}{\sum_k \lambda_k}$$

qui satisfont évidemment à la relation:

$$Q_1 + Q_2 + Q_3 = 1$$

La signification physique de ces quantités est la suivante:

$$Q_1 = \min \frac{\sum_j (p_j \cdot \hat{z}_1)^2}{\sum_j p_j^2}$$

donne la longueur
de l'événement

$$Q_2 = \min \frac{\sum_j (p_j \cdot \hat{z}_2)^2}{\sum_j p_j^2}$$

donne la largeur
de l'événement

$$Q_3 = \min \frac{\sum_j (p_j \cdot \hat{z}_3)^2}{\sum_j p_j^2}$$

donne l'épaisseur
de l'événement

Lorsque la direction du premier axe principal est trouvée, la sphéricité est donnée par:

$$S = \min \frac{3 \sum_j p_{Tj}^2}{2 \sum_j p_j^2} = \frac{3}{2} (Q_2 + Q_3)$$

Un événement en forme de cigare, est caractérisé par une petite valeur de la sphéricité, tandis qu'un événement en forme de boule, a une sphéricité tendant vers l'unité.

On définit l'aplanarité A par:

$$A = \frac{3}{2} Q_3$$

9.2 DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA SPHERICITE

Pour chaque événement, le calcul de la sphéricité nécessite donc la détermination des impulsions dans le système du centre de masse de la collision proton-proton, pour toutes les particules présentes dans l'état final.

Du point de vue expérimental, la résolution de ce problème comporte deux points particuliers:

- la contribution des particules neutres
- l'identification de la masse des particules (nécessaire pour effectuer la transformation de Lorentz du système du laboratoire vers le système du centre de masse)

9.2.1 La contribution des particules neutres

L'efficacité de détection des particules neutres étant en général faible, par rapport à celle des particules chargées, la sphéricité a souvent été calculée en se limitant aux particules chargées.

Si les distributions d'impulsion des particules neutres sont semblables à celles des particules chargées, le fait d'inclure ou non les particules neutres dans le calcul de la sphéricité, ne modifie pas celle-ci globalement. Toutefois, dans le cas d'événements à petit nombre de particules, le fait d'éliminer les particules neutres change, événement par événement, la valeur obtenue pour la sphéricité. Pour augmenter la précision, il y a intérêt à utiliser les particules neutres si celles-ci sont détectées avec une bonne efficacité dans l'expérience.

Dans le cas de notre expérience (NA23), l'efficacité de détection des gammas est grande, et nous observons ainsi la plupart des produits de désintégration des π^0 . Nous avons donc la possibilité d'inclure les gammas dans le calcul de la sphéricité.

Il faut noter qu'il n'est pas équivalent d'utiliser les π^0 ou les gammas provenant de la désintégration de ces π^0 . En effet, chaque gamma ne prend en moyenne que la moitié de l'impulsion du π^0 dont il provient. Dans la comparaison avec les modèles, nous désintégrerons les π^0 en deux gammas pour nous ramener à la situation expérimentale.

Pour établir la relation entre la sphéricité et la multiplicité, la multiplicité chargée a souvent été utilisée au lieu de la multiplicité totale. Nous procéderons donc de la même manière pour nous conformer à l'usage dans la littérature [78,79,80]. Il est de toute façon aisé de passer de la multiplicité chargée à la multiplicité totale:

$$\langle \pi^* \rangle \cong 2 \langle \pi^0 \rangle$$

et donc:

$$n_{tot} \cong n_{charg} + \frac{n_{charg} - 2}{2}$$

si nous avons toujours deux protons dans l'état final.

9.2.2 Identification de la masse des particules

Dans notre expérience, nous ne disposons d'une identification de masse performante, que dans la région d'impulsion comprise entre 5 et 50 GeV/c dans le laboratoire (voir chapitre 2.5). Or, nous avons besoin de la masse pour effectuer la transformation de Lorentz du laboratoire vers le système du centre de masse de la collision.

Comme démontré ci-dessous, l'utilisation de la symétrie avant-arrière, permet de limiter le calcul de la sphéricité à l'un des deux hémisphères, sans en modifier la valeur.

Puisque dans notre expérience, l'identification de particules n'est performante que dans l'hémisphère avant (X de Feynman positif), nous n'utiliserons donc que celui-ci pour déterminer la sphéricité.

Dans les cas où l'identification des particules fait défaut, nous utiliserons la masse du pion pour effectuer la transformation de Lorentz.

9.2.3 Utilisation de la symétrie pp

Dans le système du centre de masse, la symétrie avant-arrière dans les collisions proton-proton non polarisés implique que:

$$\sum_{XF>0} P_{Ti}^2 = \sum_{XF<0} P_{Ti}^2 = \frac{1}{2} \sum P_{Ti}^2$$

et que:

$$\sum_{XF>0} P_i^2 = \sum_{XF<0} P_i^2 = \frac{1}{2} \sum P_i^2$$

Puisque, par définition,

$$S = \frac{3 \sum_{i=1}^n P_{Ti}^2}{2 \sum_{i=1}^n P_i^2}$$

il s'en suit que:

$$S = S_{(XF>0)} = S_{(XF<0)}$$

Par conséquent, le fait de limiter le calcul de la sphéricité à l'hémisphère avant ou arrière, ne modifie pas la valeur de S totale: il n'y a pas de facteur correctif 2 à introduire.

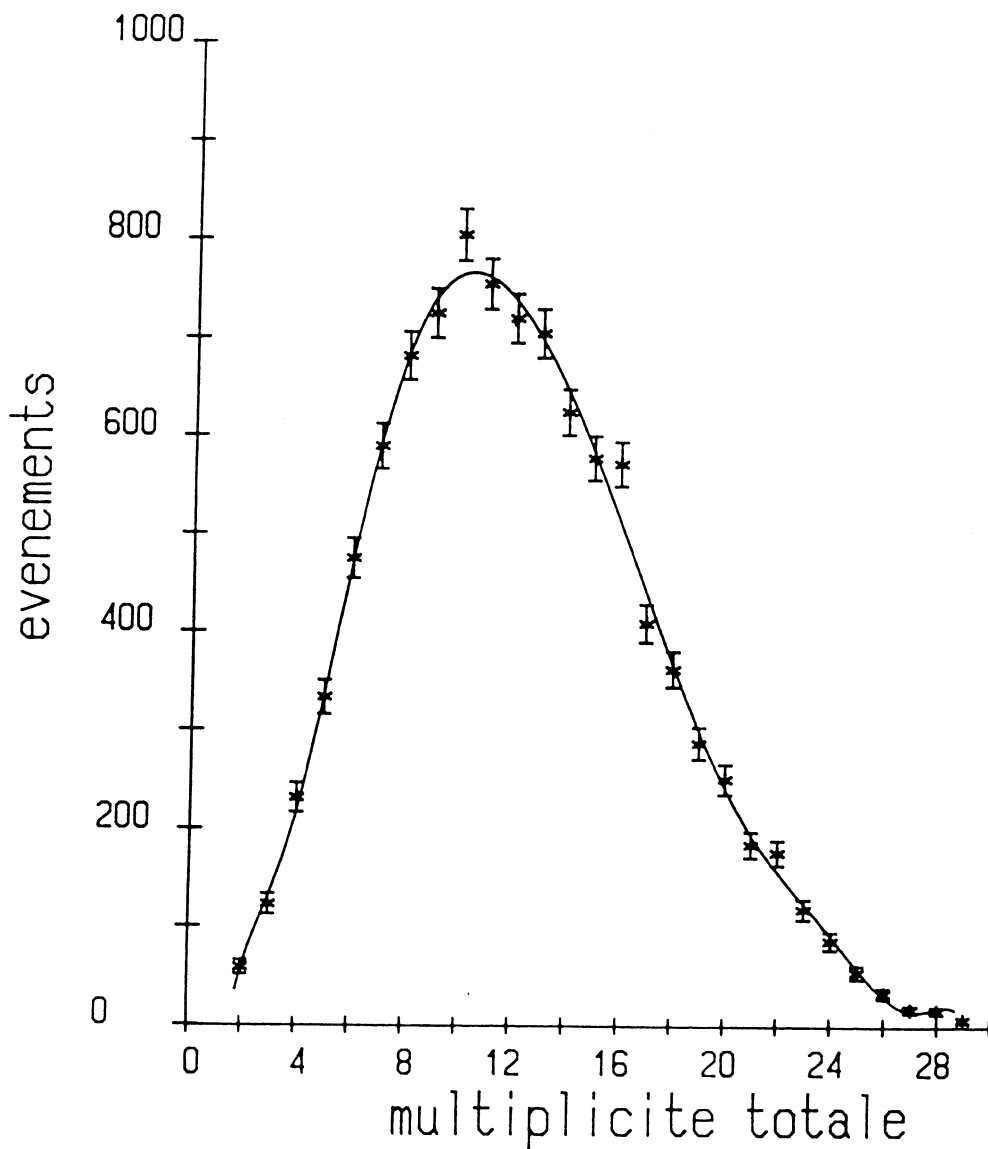
9.2.4 Rejet des événements diffractifs

Pour permettre une comparaison ultérieure, avec les modèles qui ne prétendent pas reproduire la production diffractive de particules, et pour permettre de confronter nos résultats avec ceux d'autres expériences [81,82,83], nous éliminerons les événements diffractifs du reste de la discussion.

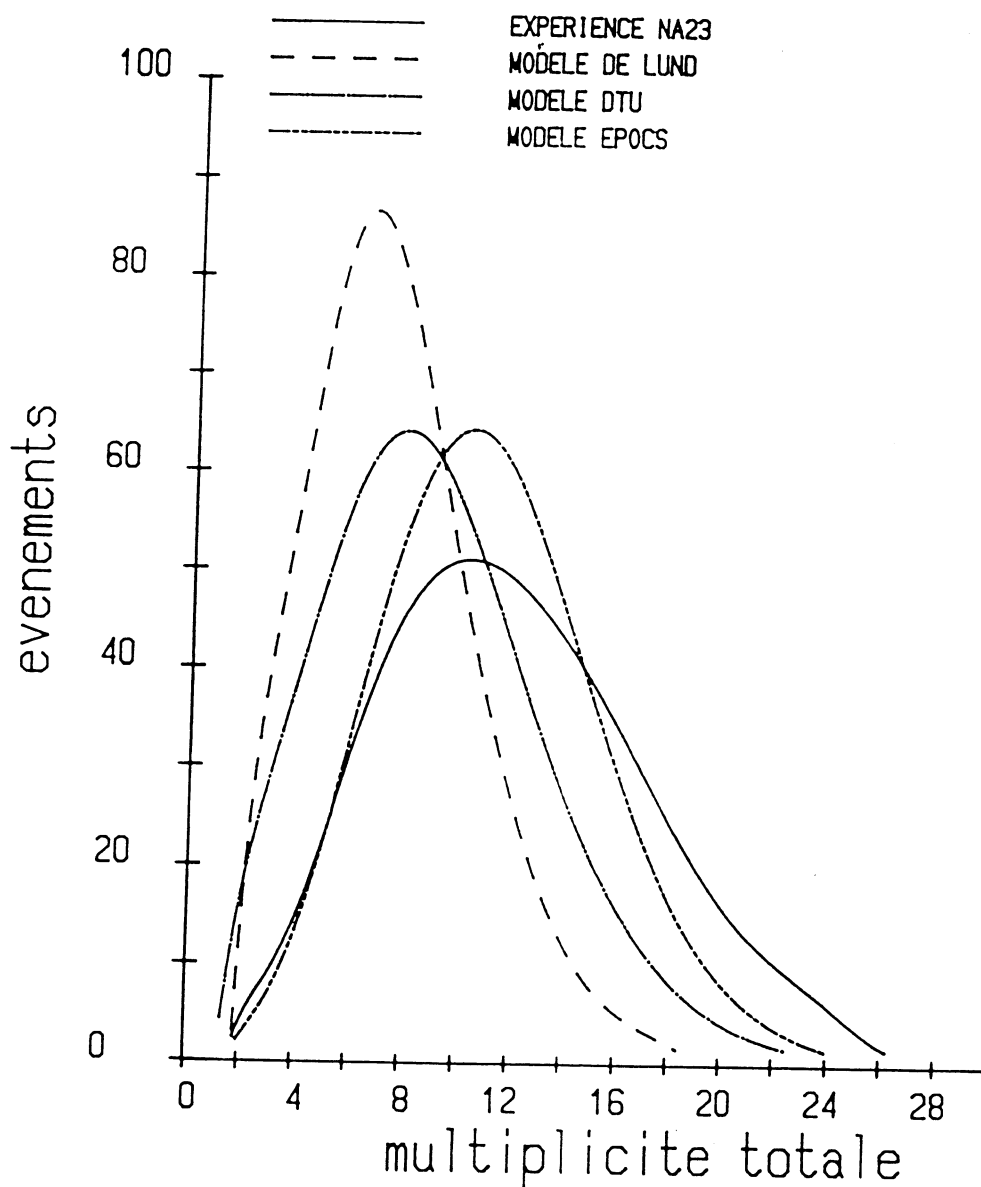
Le critère (peu restrictif), que nous avons utilisé est de considérer que peuvent être diffractifs, les événements dont une particule possède un X de Feynman supérieur (en valeur absolue) à 0.85.

EXPERIENCE NA23
MULTIPLICITE TOTALE
(gammas inclus)

COURBE POLYNOMIALE



MULTIPLICITE TOTALE experience-modeles



9.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX

En procédant comme expliqué ci-dessus, nous avons déterminé la sphéricité des événements de l'expérience NA23. Nous étudierons, pour commencer, la distribution de sphéricité de l'ensemble des événements, puis l'évolution de la valeur moyenne de la sphéricité en fonction de la multiplicité chargée.

9.3.1 Distribution de la sphéricité expérimentale

La distribution de sphéricité observée expérimentalement est une courbe rapidement décroissante (voir schéma). Un ajustement de cette décroissance, par une exponentielle, n'est pas compatible avec les valeurs observées: la décroissance réelle est plus rapide qu'une telle décroissance.

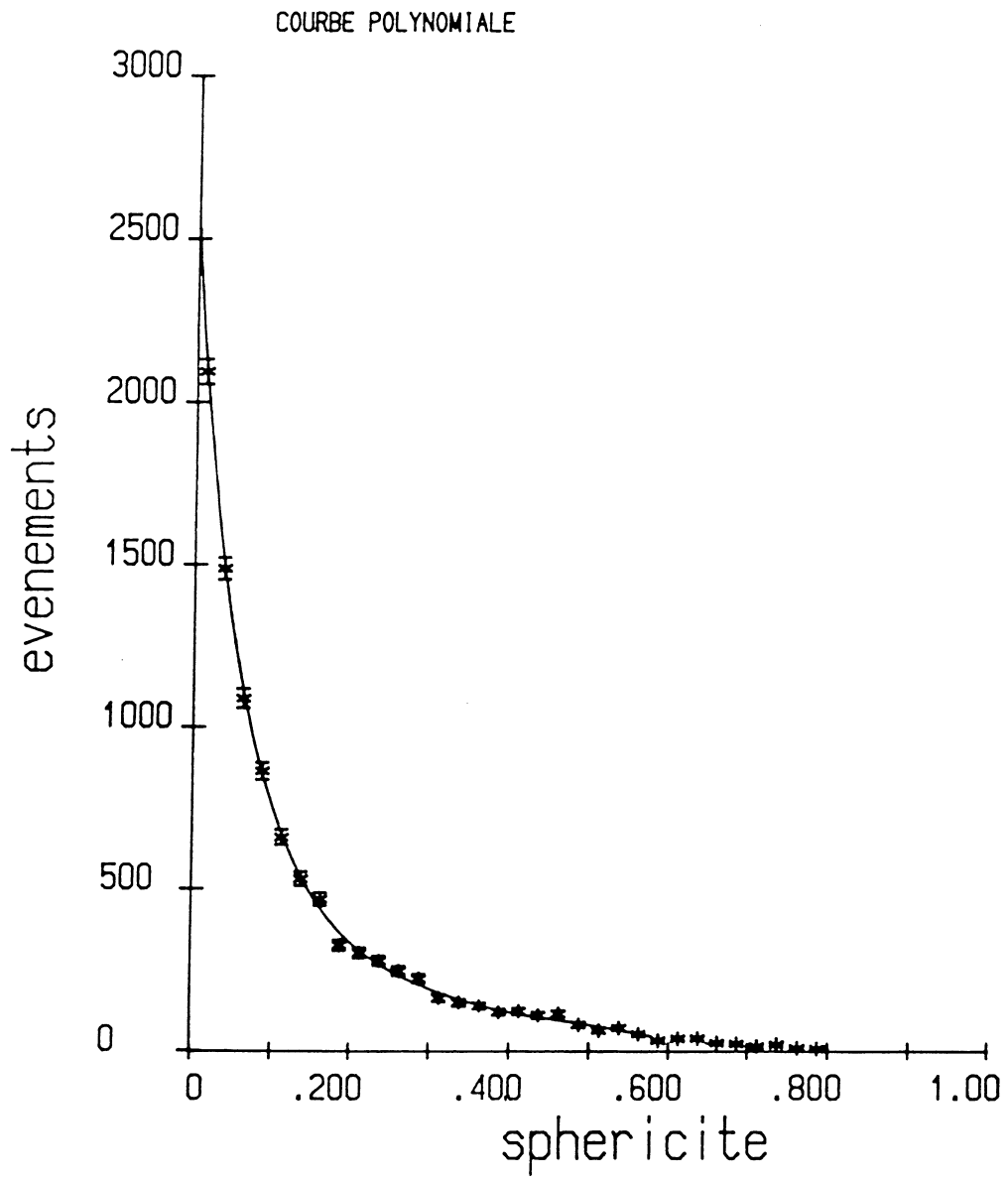
Voici à titre indicatif le résultat de l'ajustement:

$$Y = 1423 \exp(-5.95 S)$$

La valeur moyenne de la sphéricité est:

$S = 0.141 \pm 0.004$

EXPERIENCE NA23 sphericite



9.3.2 Sphéricité en fonction de la multiplicité chargée

9.3.2.1 Table des valeurs expérimentales

N	NA23
4	0.0954 ± 0.0060
6	0.0940 ± 0.0042
8	0.1015 ± 0.0039
10	0.1261 ± 0.0047
12	0.1390 ± 0.0057
14	0.1792 ± 0.0084
16	0.2105 ± 0.0012
18	0.222 ± 0.017
20	0.270 ± 0.033
22	0.331 ± 0.062
24	0.354 ± 0.082

9.3.2.2 Description des résultats expérimentaux

Les valeurs expérimentales de la sphéricité, en fonction de la multiplicité chargée, sont indiquées dans le tableau de la page précédente, jusqu'à 24 branches.

Au delà de 24 branches chargées, la statistique devient trop faible pour donner des valeurs significatives de la sphéricité; par exemple pour $n=28$ nous mesurons $S = 0.41 \pm 0.17$

La dépendance observée de la sphéricité, en fonction de la multiplicité chargée, se caractérise par une croissance de plus en plus rapide, incompatible avec une relation linéaire.

Une dépendance linéaire a été observée à plus basse énergie, pour des multiplicités inférieures à 14 branches [84,76].

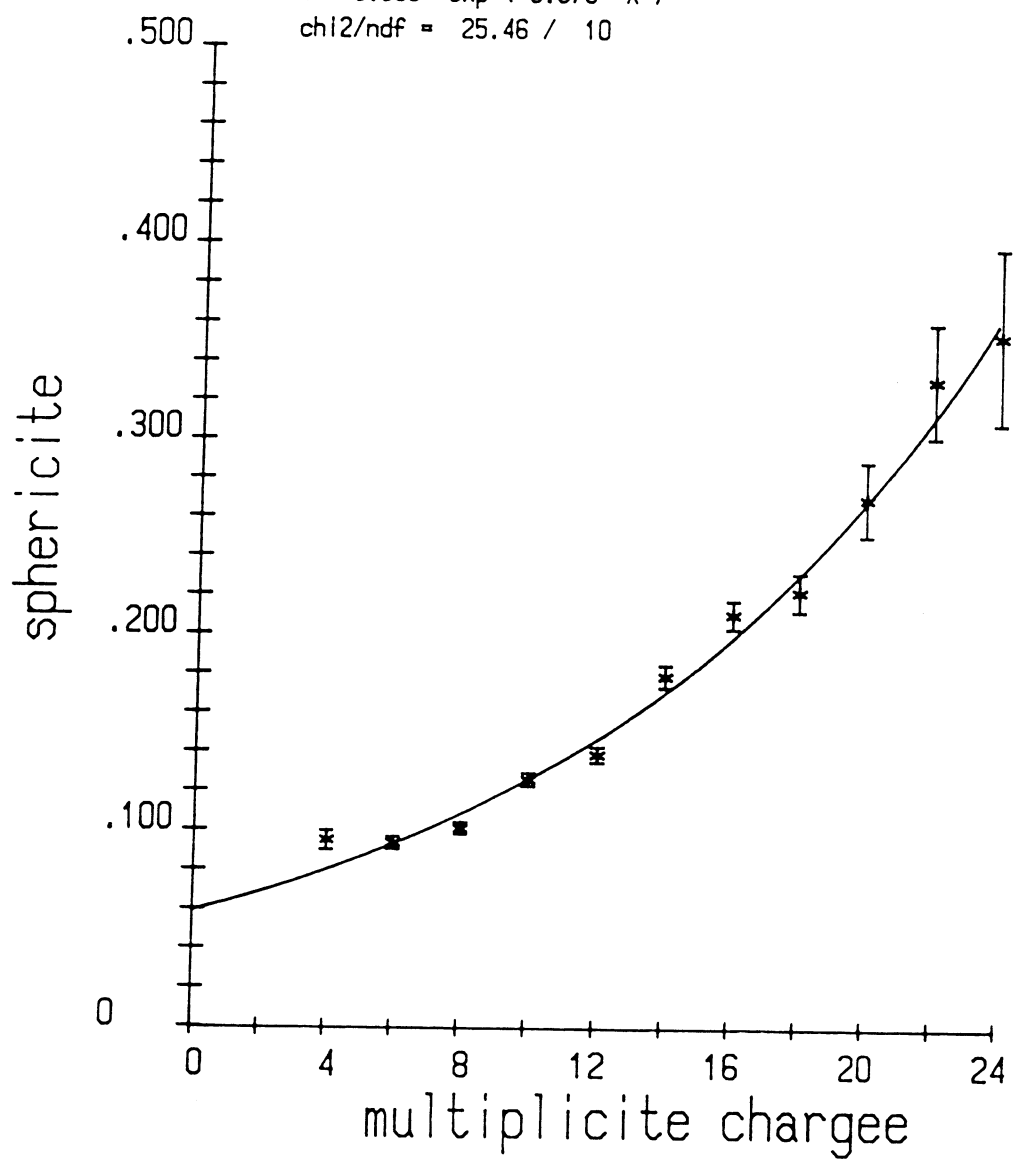
Nous décrirons la dépendance de la sphéricité en fonction de la multiplicité chargée par une exponentielle croissante:

$$S = 0.059 \times \exp(0.075 n_{ch})$$

Bien que cette relation ne soit qu'approximative (χ^2 élevé), elle est une bonne description de l'allure de la courbe (voir schéma), et nous servira de guide dans la comparaison avec les modèles.

EXPERIENCE NA23
sphericite en fonction
de la multiplicite

$Y = 0.059 \exp (0.075 X)$
 $\chi^2/ndf = 25.46 / 10$



9.4 PREDICTIONS NUMERIQUES POUR LA SPHERICITE

Nous utiliserons la relation simplifiée:

$$S = \frac{3}{2} \times \frac{\sum_{i=1}^n P_{Ti}^2}{\sum_{i=1}^n P_i^2}$$

pour estimer la sphéricité. Cette relation est applicable, dans l'hypothèse où l'on peut assimiler l'axe principal des jets avec l'axe du faisceau.

Nous pouvons faire quelques calculs numériques, pour essayer de reproduire les valeurs expérimentales de la sphéricité, moyennant certaines hypothèses. Nous examinerons successivement trois hypothèses, en progressant par complexité croissante.

9.4.1 Hypothèse d'équipartition

Supposons que toutes les particules se partagent de manière équitable l'impulsion transverse et longitudinale. Nous aurions alors:

$$\sum_{i=1}^n P_{Ti}^2 = n \langle P_T^2 \rangle$$

$$\sum_{i=1}^n P_i^2 = n \langle P^2 \rangle$$

$$S = \frac{3}{2} \times \frac{n \langle P_T^2 \rangle}{n \langle P^2 \rangle} = \frac{3 \langle P_T^2 \rangle}{2 \langle P^2 \rangle}$$

Nous mesurons expérimentalement :

$$\langle P_T^2 \rangle = 0.15$$

$$\langle P^2 \rangle = 2.87$$

Nous obtenons :

$S_n = 0.078$

La sphéricité est indépendante de la multiplicité de l'événement et, inférieure de moitié à la valeur moyenne expérimentale.

9.4.2 Hypothèse des pions au repos

Supposons que toutes les particules se partagent de manière équitable l'impulsion transverse mais pas l'impulsion longitudinale.

Si les pions sont produits au repos dans le système du centre de masse (X de Feynman voisin de zéro), et que seuls les protons ont une impulsion longitudinale non nulle.

$$\sum_{i=1}^n P_{Ti}^2 = n \langle P_T^2 \rangle$$

$$\sum_{i=1}^n P_i^2 = 2 \langle P^2 \rangle_{proton}$$

Or, nous mesurons expérimentalement:

$$\langle P_T^2 \rangle_{all} = 0.15$$

$$\langle P^2 \rangle_{proton} = 36$$

Nous obtenons donc:

$$S_n = \frac{3}{2} \times \frac{n \cdot 0.15}{2 \times 36} = n \times 0.0031$$

Nous avons ainsi une sphéricité qui augmente linéairement avec la multiplicité, ce qui est qualitativement meilleur que le résultat obtenu pour l'hypothèse précédente.

Par exemple, pour dix particules chargées, nous avons en moyenne quatre neutres, donc $n=14$ et

$S(10) = 14 \times 0.0031 = 0.0434$ au lieu de 0.1261 expérimentalement.

L'estimation obtenue dans cette hypothèse est par conséquent, trois fois plus faible que la valeur observée.

9.4.3 Hypothèse d'un seul proton rapide

Supposons encore que toutes les particules se partagent de manière équitable l'impulsion transverse, mais partageons différemment l'impulsion longitudinale: un seul des deux protons participe activement à la production de particules

tandis que le second ne fait que donner une partie de son impulsion au premier. Ainsi, le premier proton et les pions produits se partagent de manière équitable l'impulsion longitudinale restante.

$$\sum_{i=1}^n P_{Ti}^2 = n \langle P_T^2 \rangle$$

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n P_i^2 &= \alpha^2 E_{scm}^2 + (1-\alpha)^2 \cdot (n-1) \cdot \left(\frac{E_{scm}}{n-1} \right)^2 \\ &= E_{scm}^2 \left(\alpha^2 + \frac{1}{n-1} (1-\alpha)^2 \right) \end{aligned}$$

$$S_n = \frac{3}{2} \times \frac{n \langle P_T^2 \rangle}{E_{scm}^2 \left(\alpha^2 + \frac{1}{n-1} (1-\alpha)^2 \right)}$$

Dans cette troisième hypothèse, nous disposons d'un paramètre ajustable α , la fraction d'énergie du système du centre de masse que garde le second proton, celui qui ne se fragmente pas.

Si nous essayons d'ajuster le paramètre α pour reproduire la valeur expérimentale de la sphéricité des événements à dix branches (chargées), observée à notre énergie de 26 GeV dans le centre de masse, l'ajustement est impossible: quelle que soit la valeur du paramètre α , la sphéricité calculée est inférieure à la valeur observée.

L'hypothèse faite est donc à rejeter.

9.5 PREDICTION ANALYTIQUE DE LA SPHERICITE

La section efficace différentielle de collision proton-proton, peut s'écrire sous forme d'une fonction des variables longitudinales et transversales.

Après intégration sur les variables longitudinales, et utilisation de la symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau, nous pouvons écrire:

$$\frac{d\sigma}{dP_{T1} \dots dP_{Tn}} = F_n (P_{T1}, \dots, P_{Tn})$$

Pour nous rapprocher de la définition de la sphéricité, posons:

$$u_i = \frac{P_{Ti}^2}{\sum_{i=1}^n P_i^2}$$

Nous avons alors:

$$\frac{d\sigma}{du_1 \dots du_n} = G_n (u_1, \dots, u_n)$$

Faisons alors les hypothèses suivantes:

- a) - la distribution en P_T des quarks est gaussienne et donc celle des mésons aussi
- b) - les cascades ne sont pas corrélées:
le P_T d'une paire quark-antiquark est indépendant du P_T de la paire suivante.

Lorsque nous passons des quarks aux mésons, utilisons le fait que la somme de deux gaussiennes est une gaussienne, et servons nous de l'indépendance des variables pour factoriser:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{du_1 \dots du_n} &= \prod_{i=1}^n g_i(u_i) \\ &= \prod_{i=1}^n K \exp(-k u_i) \\ &= K \exp\left(-k \sum_{i=1}^n u_i\right) \end{aligned}$$

En moyenne, nous avons donc:

$$\frac{d\sigma}{d\left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u_i\right)} = K \exp\left(-\frac{k}{n} \sum_{i=1}^n u_i\right)$$

Or nous pouvons écrire S en fonction des variables u :

$$S = \frac{3}{2} \frac{\sum_{i=1}^n P_{T_i}^2}{\sum_{i=1}^n P_i^2} = \frac{3}{2} \sum_{i=1}^n u_i$$

Nous pouvons ainsi calculer la section efficace différentielle de la sphéricité

$$\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dS} = A \exp\left(-\frac{\alpha}{n} S\right)$$

La constante de normalisation A est obtenue par:

$$A^{-1} = \int_0^1 dS \exp\left(-\frac{\alpha}{n} S\right) = \frac{n}{\alpha} \left(1 - \exp\left(-\frac{\alpha}{n}\right)\right)$$

Nous pouvons donc prédire que les distributions de sphéricité, pour chaque topologie, sont des exponentielles décroissantes. La décroissance sera d'autant plus faible que la topologie est élevée; autrement dit, plus la multiplicité est élevée, plus la probabilité d'observer un événement de haute sphéricité est grande. Ceci est conforme à l'intuition.

Calculons maintenant la sphéricité moyenne par topologie:

$$\begin{aligned} \langle S \rangle_n &= \int_0^1 S f(S) dS \\ &= \int_0^1 S \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dS} dS \\ &= \int_0^1 S A \exp\left(-\frac{\alpha}{n} S\right) dS \end{aligned}$$

que nous intégrons par parties et posons $\beta = -\alpha/n$

$$\begin{aligned} \langle S \rangle_n &= \left[S \frac{e^{\beta S}}{\beta} A \right]_0^1 - A \int_0^1 \frac{e^{\beta S}}{\beta} dS \\ &= A \frac{e^{\beta}}{\beta} - \frac{A}{\beta^2} (e^{\beta} - 1) \end{aligned}$$

et remplaçons A par sa valeur:

$$A = \frac{-\beta}{1 - e^\beta}$$

$$\begin{aligned} \langle S \rangle_n &= \frac{-e^\beta}{1 - e^\beta} + \frac{e^\beta - 1}{1 - e^\beta} \frac{1}{\beta} \\ &= -\frac{1}{e^{-\beta} - 1} - \frac{1}{\beta} \end{aligned}$$

$$\langle S \rangle_n = \frac{n}{\alpha} - \frac{1}{e^{\alpha/n} - 1}$$

Dans cette formule:

- n est la multiplicité totale de l'événement (pas de différence entre particules chargées et neutres)
- α est le seul paramètre intervenant dans la formule. Nous le déterminerons expérimentalement.
- α est lié aux distributions d'impulsions longitudinales et transverses. Plus précisément, si nous notons par b le paramètre caractéristique de la distribution en P_T carré des pions ($\exp - b P_T^2$), nous avons:

$$\alpha \approx \frac{2}{3} b \sum_{i=1}^n P_i^2 \approx 100$$

- le second terme est petit par rapport au premier, surtout pour les faibles multiplicités.

- dans la mesure où le second terme est négligeable, et où le paramètre α ne dépend pas de n , nous obtenons une dépendance linéaire de la sphéricité en fonction de la multiplicité de l'événement

Si nous calculons le paramètre α , de manière à reproduire la valeur expérimentale de la sphéricité des événements à dix branches chargées, nous obtenons $\alpha = 110 \pm 5$.

Pour les faibles multiplicités, le rapport α/n est grand, par rapport à l'unité, et le second terme est négligeable:

$$\frac{1}{\exp(\alpha/n) - 1} \ll \frac{n}{\alpha}$$

ce qui nous donne une augmentation linéaire de la sphéricité en fonction de la multiplicité. Au delà de 14 branches, le second terme cesse d'être négligeable par rapport au premier, et nous observons une courbe à concavité tournée vers le bas, puisque le second terme est toujours négatif.

Cette prédiction est en contradiction avec les résultats expérimentaux: nous observons une augmentation de plus en plus forte de la sphéricité lorsque la multiplicité augmente. Comment l'expliquer?

Si le nombre de particules, produites lors de la collision, est élevé, les protons auront une énergie et une impulsion longitudinale plus faible que dans le cas de faibles multiplicités. Il en résulte une diminution de la somme des carrés d'impulsions, qui intervient au dénominateur de la sphéricité et entraîne une augmentation supplémentaire de la sphéricité avec la multiplicité. Cette correction importante n'apparaît pas directement dans le raisonnement que nous avons

fait: elle signifie que le paramètre α , dépend de la multiplicité d'une manière non négligeable et non calculable par les hypothèses que nous avons faites.

Nous nous tournerons donc maintenant vers des modèles numériques, non résolubles analytiquement.

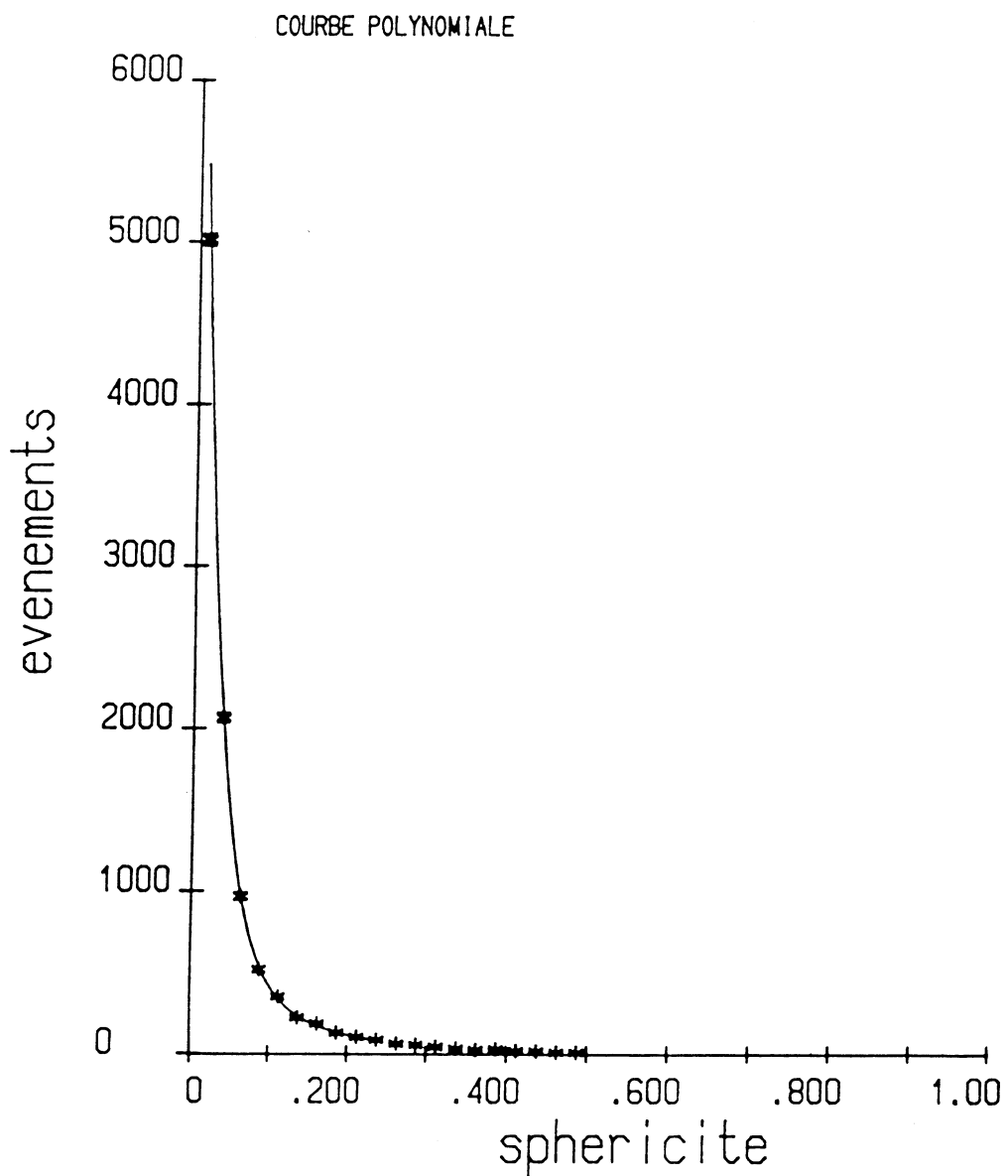
9.6 PREDICTIONS DES MODELES PHYSIQUES PLUS ELABORES

9.6.1 Tableau de comparaison des sphéricités

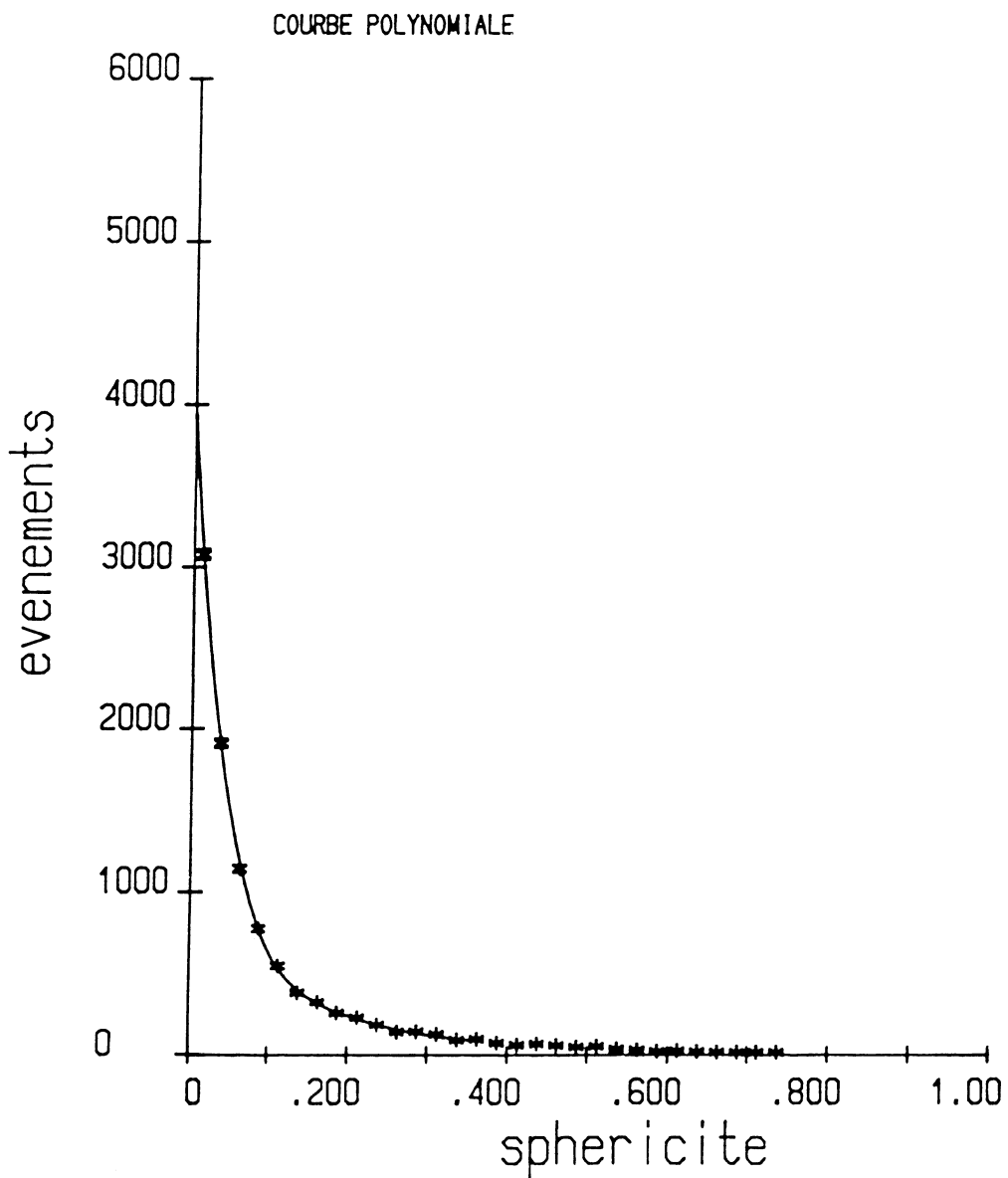
N	NA23	LUND	D.T.U.	EPOCS	L.P.S.
4	0.0954 ± 0.0060	0.0547	0.0912	0.1245	0.0188
6	0.0940 ± 0.0042	0.0548	0.0923	0.1095	0.0288
8	0.1015 ± 0.0039	0.0563	0.0964	0.1176	0.0261
10	0.1261 ± 0.0047	0.0588	0.0974	0.1179	0.0364
12	0.1390 ± 0.0057	0.0652	0.0975	0.1177	0.0416
14	0.1792 ± 0.0084	0.0717	0.1080	0.1248	0.0514
16	0.2105 ± 0.0120	0.0802	0.1244	0.1290	0.0624
18	0.222 ± 0.017	0.0875	0.1327	0.1531	0.0734
20	0.270 ± 0.033		0.1458	0.1511	0.0828
22	0.331 ± 0.062		0.1321	0.1440	0.1038
24	0.354 ± 0.081			0.1557	

<S>	NA23	LUND	D.T.U.	EPOCS	L.P.S.
MOY	0.1408 ± 0.0045	0.0558	0.1024	0.1210	0.0381

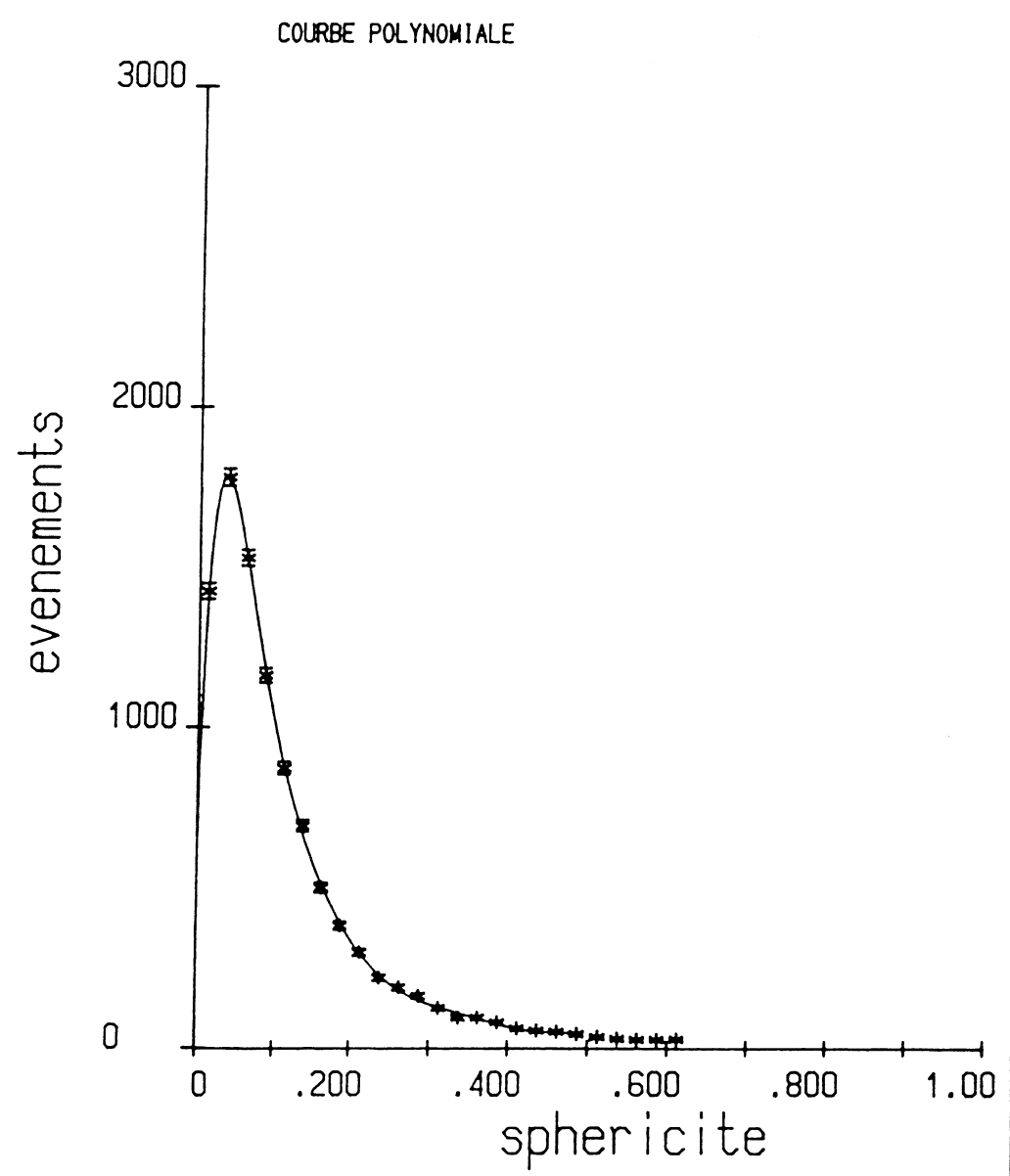
MODELE DE LUND SPHERICITE



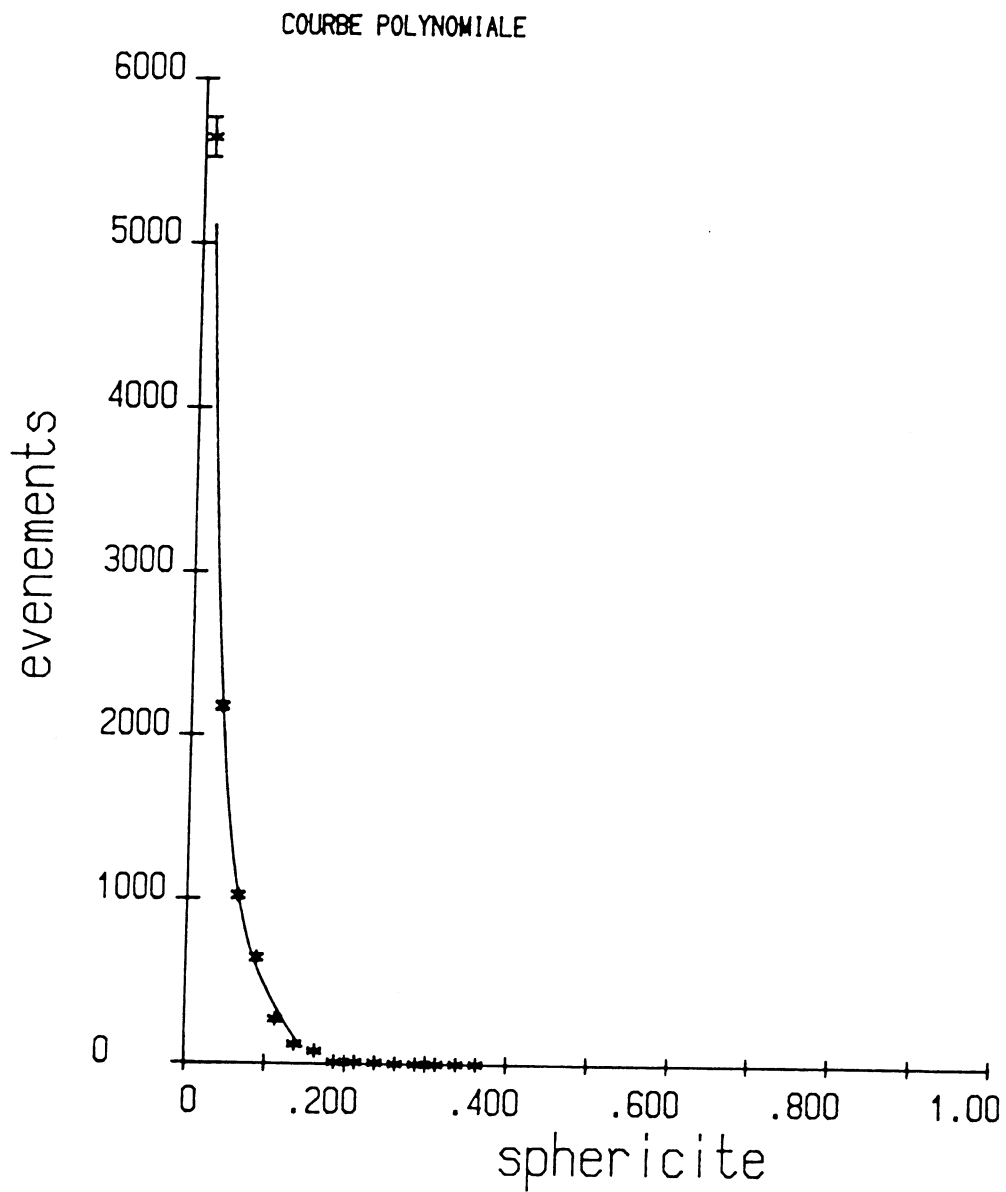
MODELE D.T.U.
SPHERICITE



MODELE EPOCS SPHERICITE

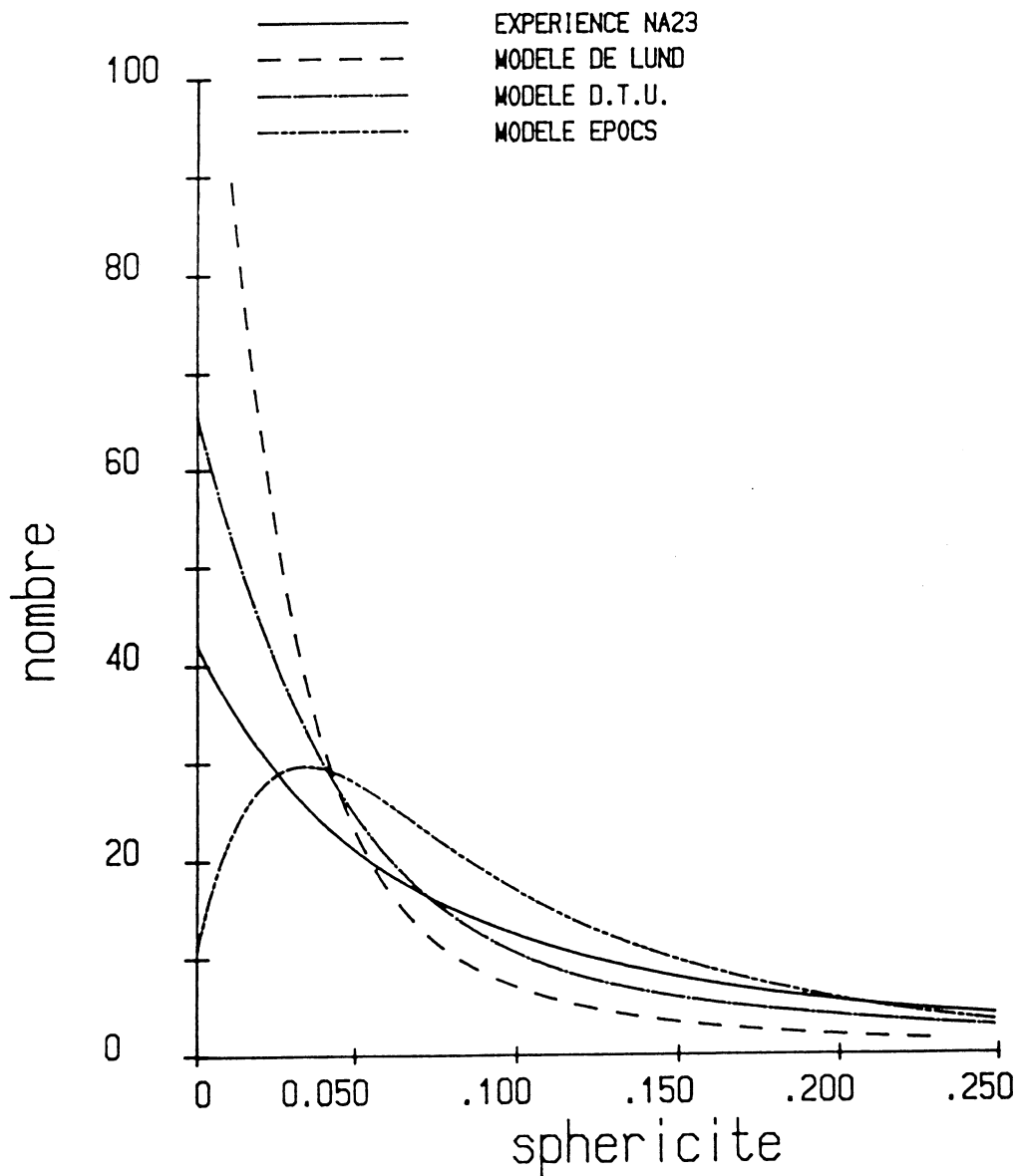


MODELE L.P.S.
sphéricite



SPHERICITE

experience-modeles



9.6.2 Comparaison entre l'expérience et les modèles étudiés

9.6.2.1 Comparaison des moyennes

La comparaison des valeurs moyennes de la sphéricité montre que toutes les prédictions sont inférieures à la valeur expérimentale.

Le modèle le plus proche de la réalité est le modèle EPOCS, qui ne s'écarte que de 20% de la valeur expérimentale.

Le modèle de LUND prédit une valeur inférieure d'un facteur trois à la valeur expérimentale.

Le modèle de D.T.U. prédit une valeur double de celle de LUND, mais encore inférieure de 40% à la valeur expérimentale.

Les modèles à deux cordes sont ainsi nettement plus proche des valeurs expérimentales que le modèle de LUND à une corde.

9.6.2.2 Comparaison des dépendances avec la multiplicité

Rappelons (voir chapitre 9.3.2) que nous avons paramétrisé la dépendance de la sphéricité avec la multiplicité chargée par une exponentielle croissante:

$$S = 0.059 \exp (0.075 n)$$

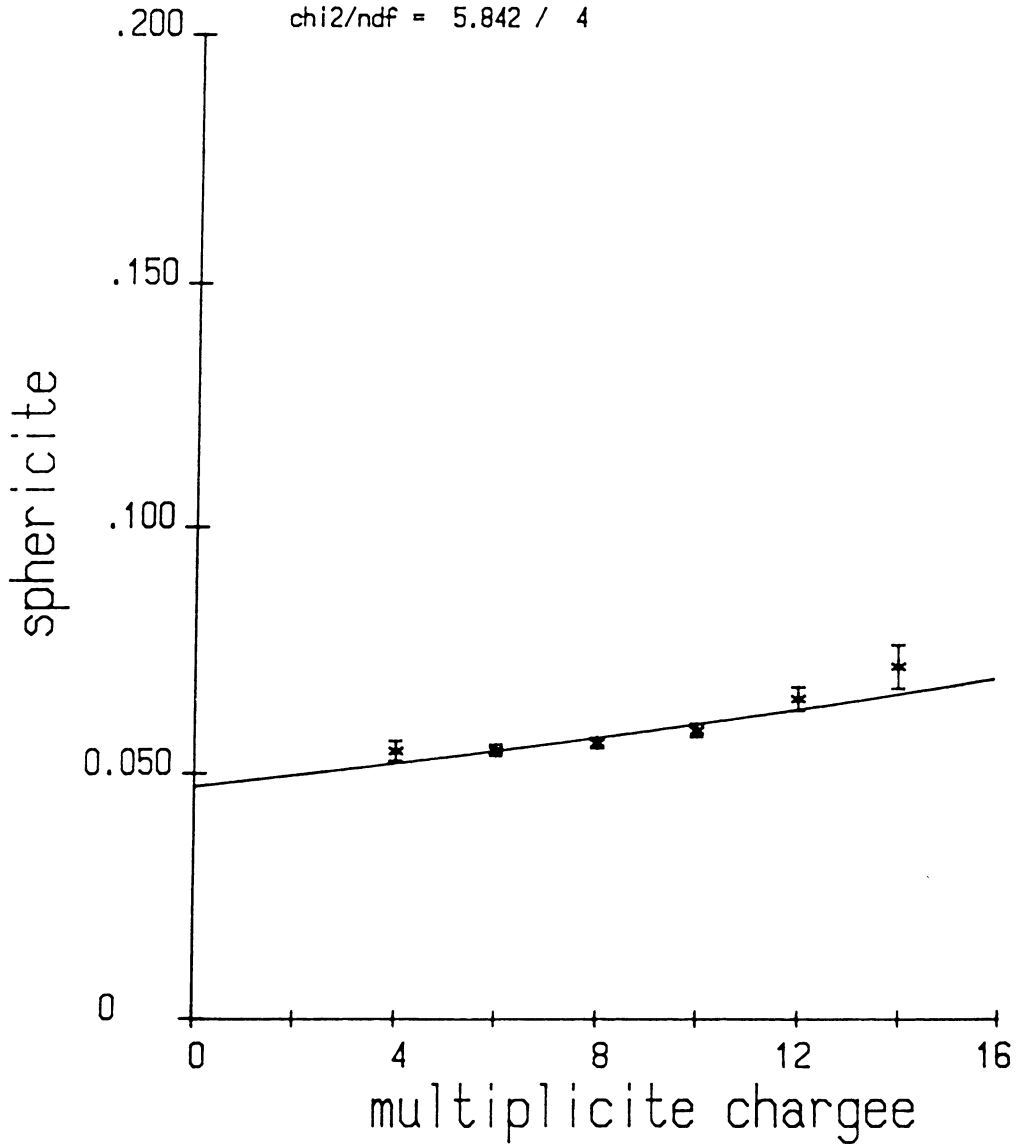
Les trois modèles dynamiques étudiés (LUND, D.T.U. et EPOCS) prédisent tous une trop faible augmentation de la sphéricité avec la multiplicité chargée: le coefficient de n dans l'exponentielle est inférieur d'un facteur trois à la valeur expérimentale.

Au contraire, le modèle L.P.S., prédit une augmentation trop forte de la sphéricité en fonction de la multiplicité chargée: le coefficient de n est ici supérieur d'un facteur deux à la valeur expérimentale.

Aucun des modèles étudiés ne rend compte de la dépendance observée.

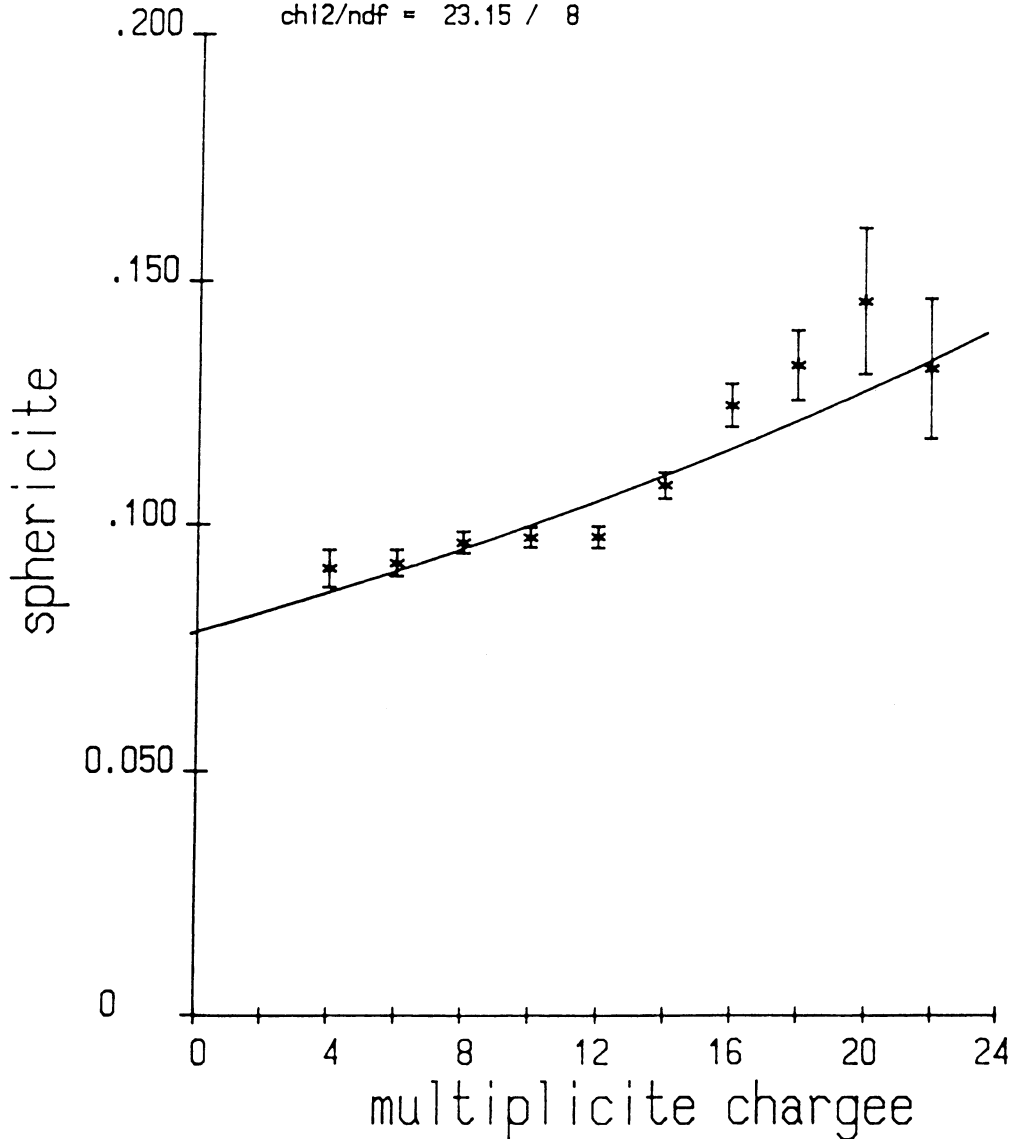
MODELE DE LUND
sphericite en fonction
de la multiplicite

$Y = 0.047 \exp(0.023 X)$
 $\chi^2/\text{ndf} = 5.842 / 4$



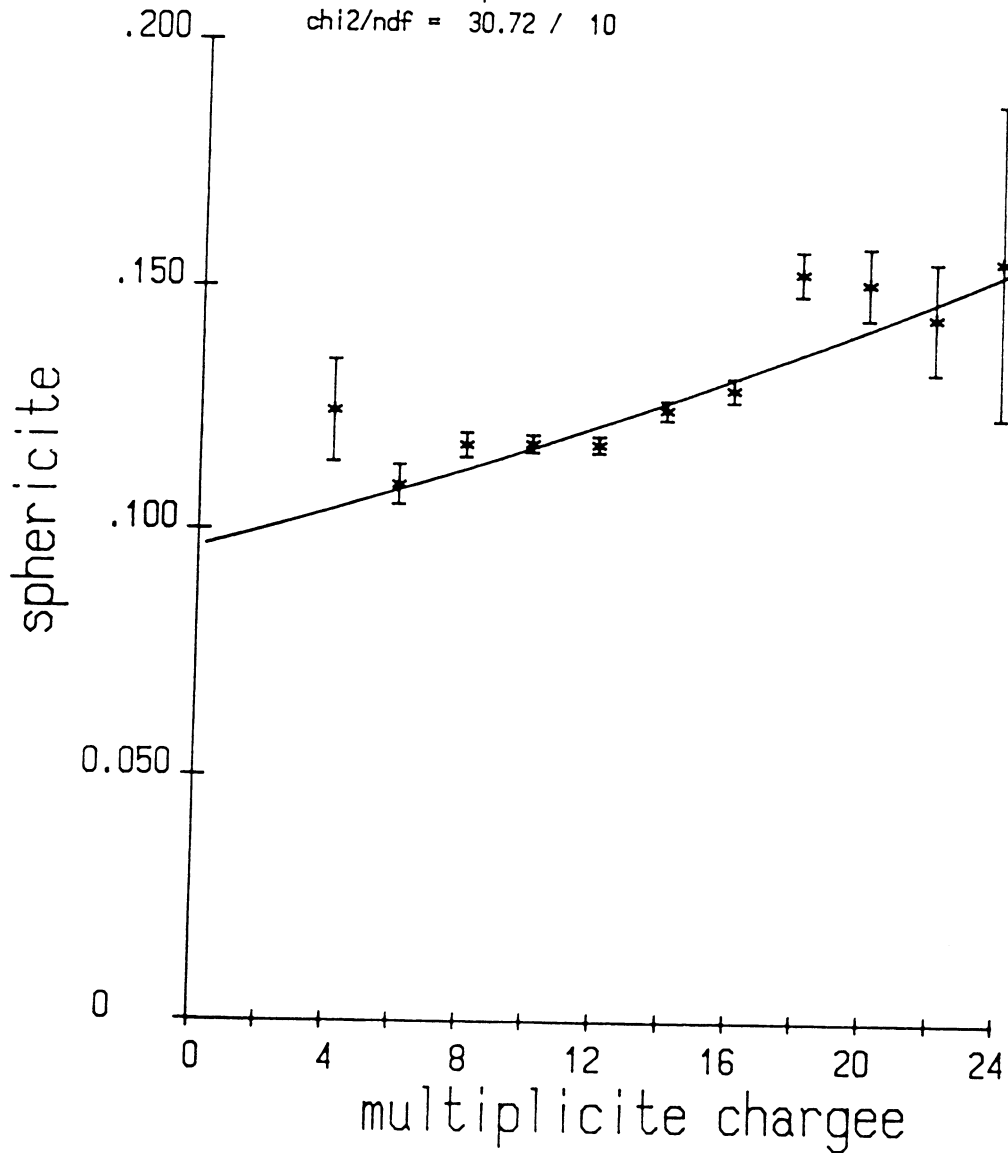
MODELE D.T.U.
sphericite en fonction
de la multiplicite

$Y = 0.077 \exp(0.024 X)$
 $\chi^2/\text{ndf} = 23.15 / 8$



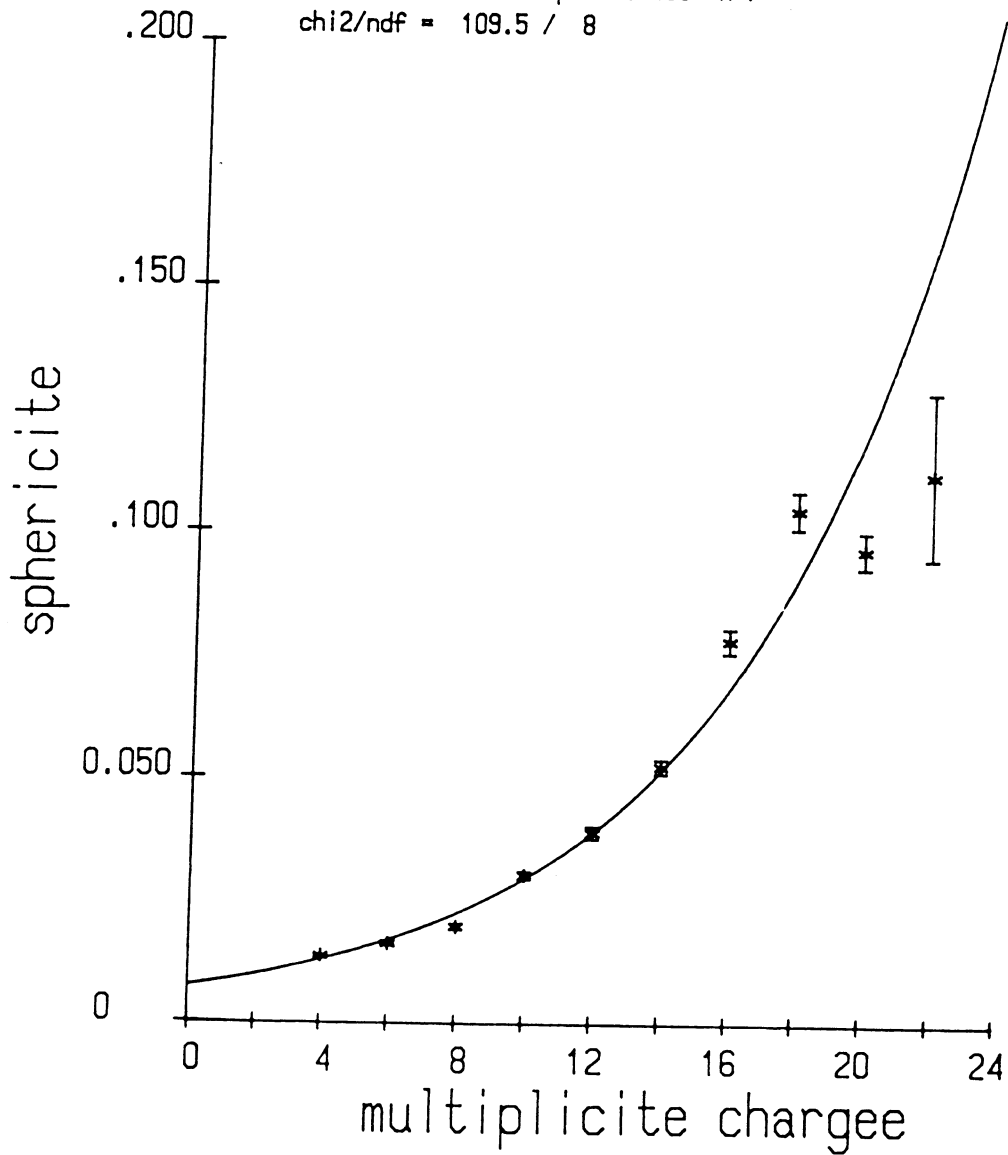
MODELE EPOCS
sphericite en fonction
de la multiplicite

$Y = 0.096 \exp(0.019 X)$
 $\chi^2/\text{ndf} = 30.72 / 10$

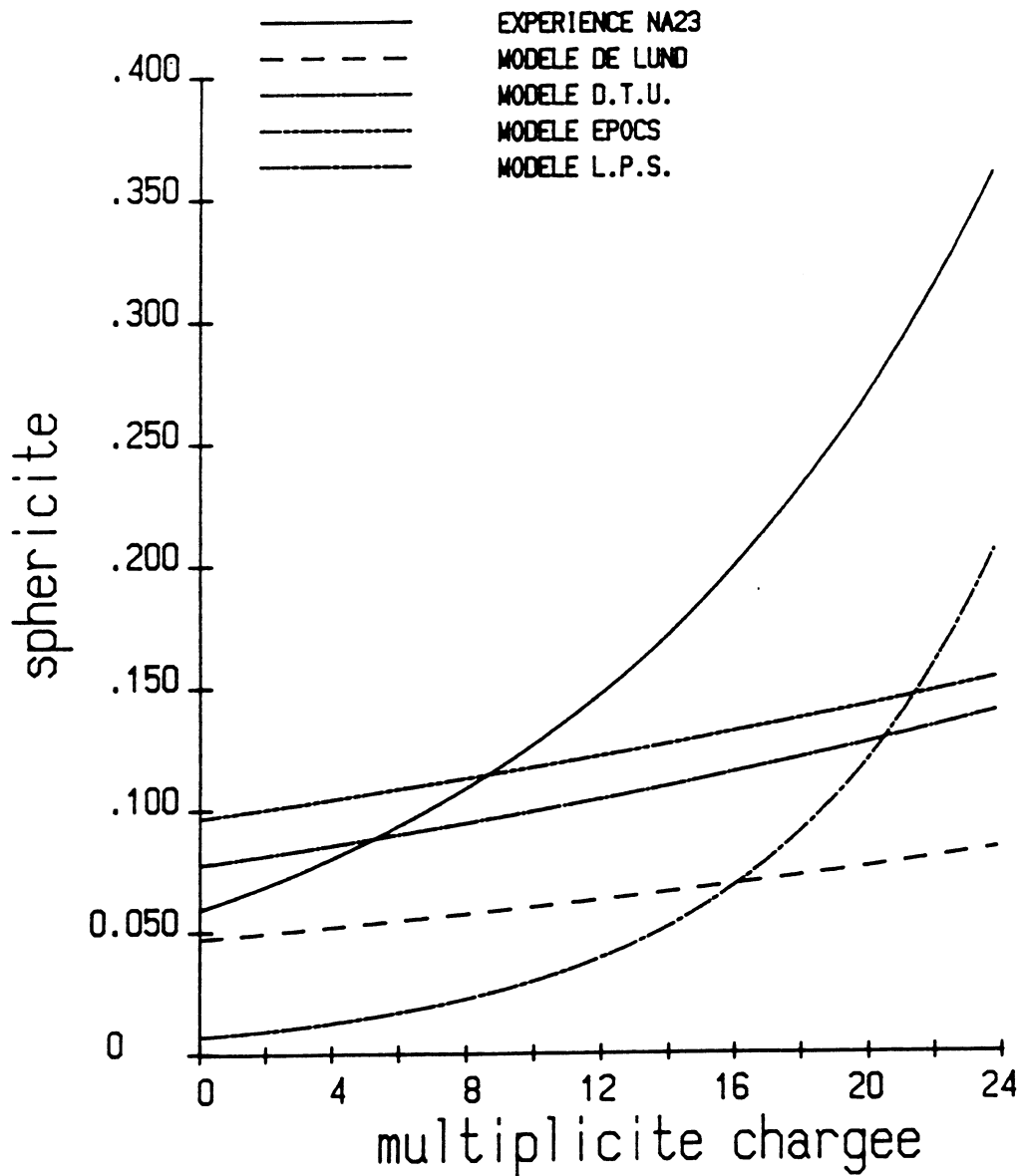


MODELE L.P.S.
sphericite en fonction
de la multiplicite

$Y = 7.336E-003 \exp (.1395 X)$
 $\chi^2/\text{ndf} = 109.5 / 8$



EXPERIENCE-MODELES sphericite en fonction de la multiplicite



10 CONCLUSIONS

L'étude des interactions proton-proton à $\sqrt{s}=26$ GeV révèle les caractéristiques suivantes:

- le pic observé dans la région centrale de rapidité provient en fait de la somme de deux distributions approximativement gaussiennes, centrées sur des rapidités opposées ($y=\pm 1$), et de largeur unitaire
- les particules étranges neutres produites sont fortement corrélées en rapidité, mais peu en impulsion transverse
- l'effet de la symétrisation des fonctions d'ondes de particules indiscernables est observé sur les distributions longitudinales des pions de charge identique
- la distribution de multiplicités chargées est en accord avec l'invariance d'échelle observée à plus basse énergie; sa double largeur est égale à sa valeur moyenne
- la sphéricité n'est pas une fonction linéaire de la multiplicité de l'événement, mais une exponentielle croissante.

Nous avons appliqué le mécanisme d'hadronisation de LUND aux interactions proton-proton, sans modifier la valeur des deux paramètres ajustés pour reproduire les interactions e^+e^- .

La similitude entre les distributions inclusives observées expérimentalement et celles prédites par ce modèle confirment l'hypothèse de l'universalité du mécanisme d'hadronisation.

Pour décrire l'interaction forte initiale entre les deux protons, nous avons étudié trois modèles dynamiques: le modèle de LUND à une corde, les modèles D.T.U. et EPOCS à deux cordes.

C'est au niveau des variables globales aux événements, que les différences entre ces modèles apparaissent le plus clairement:

- l'observation d'une sphéricité moyenne inférieure d'un facteur trois à la valeur expérimentale, dans le cas du modèle de LUND, montre la supériorité des modèles à deux cordes
- l'observation d'une valeur moyenne de la multiplicité chargée en accord avec la valeur expérimentale, dans le cas du modèle D.T.U., fait préférer celui-ci au modèle EPOCS.

L'étude des corrélations entre deux particules nous a permis de mettre en évidence deux faiblesses de ces modèles:

- l'exagération de la corrélation transversale
- la sous-estimation des corrélations longitudinales entre particules identiques.

La première peut être corrigée en rendant la conservation de P_T moins locale, grâce à des corrections gluoniques.

La seconde devrait être corrigée en incluant la symétrisation des fonctions d'ondes dans les postulats de base.

Les interactions hadroniques observées à plus haute énergie par les collaborations UA1, UA2, UA5 nécessitent l'introduction de modèles à n cordes et de corrections radiatives (modèle ISAJET, COJETS [85]), mais ne sont pas en contradiction avec le principe de l'universalité du mécanisme d'hadronisation.

11 REFERENCES

- [1] Feynman R.P., Phys. Rev. Letters 23 (1969) 1415
- [2] Close F., An introduction to quarks and partons (1979)
New York Academic Press
- [3] Greenberg O.W., Phys. Rep. C 32 (1977) 1
- [4] 't Hooft G., Sci. American 242 (1980) 90
- [5] Altarelli G., Phys. Rep. 81 (1982) 1
- [6] Bander M., Phys. Rep. 75 (1981) 205
- [7] Reya E., Phys. Rep. 69 (1981) 195
- [8] Baier V.N., Phys. Rep. 78 (1981) 293
- [9] Weinberg S., Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 515
- [10] Coet P., CERN-SPS-81-25 (1981) 1
- [11] Aguilar M., Nucl. Instr. and Meth. 258 (1987) 26
- [12] Powell B., Nucl. Instr. and Meth. 198 (1982) 217
- [13] Fernandez C., Nucl. Instr. and Meth. 225 (1984) 313
- [14] Allison W., Nucl. Instr. and Meth. 163 (1979) 331
- [15] Bailly J.L., Zeit. Phys. C 23 (1984) 205
- [16] Mac Naughton J., HEPHY-PUB 511 (1987) 1
- [17] Landau J., J. of Phys. (USSR) 8 (1944) 201
- [18] Cobb J.H., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30 (1980) 253
- [19] Allison W., Nucl. Instr. and Meth. 224 (1984) 396
- [20] Bailly J.L., HEPHY-PUB 512 (1987) 1
- [21] Andersson B., Phys. Rep. 97 (1983) 31
- [22] Andersson B., Zeit. Phys. C 20 (1983) 317
- [23] Bailly J.L., Phys. Letters B 195 (1987) 609
- [24] Andersson B., Zeit. Phys. C 6 (1980) 235
- [25] Andersson B., Zeit. Phys. C 9 (1981) 233
- [26] Beaufays J., thèse de doctorat:
analyse des caractéristiques de la production de particules
dans les interactions K+p à 70 GeV (1984) V-42
- [27] Gottgens R., Zeit. Phys. C 9 (1981) 21
- [28] Andersson B., Zeit. Phys. C 13 (1982) 361

- [29] Nilsson B., LUTP 13 (1986) 1
- [30] Kato K., KEK Rep. 18 (1984) 1
- [31] Capella A., Phys. Letters B 81 (1979) 68
- [32] Capella A., Zeit. Phys. C 3 (1980) 329
- [33] Capella A., Phys. Letters B 93 (1980) 146
- [34] CERN School of Computing 71-6 (1971) 1
- [35] Bailly J.L., Zeit. Phys. C 22 (1984) 119
- [36] Azai M., Zeit. Phys. C 27 (1985) 11
- [37] Bailly J.L., Zeit. Phys. C 31 (1986) 367
- [38] Bailly J.L., Zeit. Phys. C 35 (1987) 295
- [39] Bailly J.L., Zeit. Phys. C 35 (1987) 309
- [40] Cooper A.M., Nucl. Phys. B 139 (1978) 45
- [41] Cobb J.H., Phys. Rev. Letters 40 (1978) 1420
- [42] De Wolf E., Nucl. Phys. B 132 (1978) 383
- [43] Kourkouvelis C., Phys. Letters B 85 (1979) 147
- [44] Drijard D., Nucl. Phys. B 155 (1979) 269
- [45] Bamberger A., Nuovo Cimento A 62 (1981) 327
- [46] Bobbink B., Nucl. Phys. B 204 (1982) 173
- [47] Breakstone A., Phys. Letters B 114 (1982) 383
- [48] Arnison G., Phys. Letters B 118 (1982) 173
- [49] Berbiers J., Nuovo Cimento Letters 36 (1983) 563
- [50] Berbiers J., Nuovo Cimento Letters 37 (1983) 246
- [51] Ambrosio M., XVIII Rencontres de Moriond (1983) 171
- [52] Akeson T., Phys. Letters B 129 (1983) 269
- [53] Cavasinni V., Zeit. Phys. C 21 (1984) 299
- [54] Akeson T., Nucl. Phys. B 246 (1984) 408
- [55] Bockmann K., XV International Symposium on
Multiparticle Dynamics, Lund (1984) 155
- [56] Akeson T., Phys. Letters B 155 (1985) 128
- [57] Breakstone A., Phys. Letters B 162 (1985) 400
- [58] Bell W., Zeit. Phys. C 32 (1986) 335
- [59] Arneodo M., Zeit. Phys. C 31 (1986) 333
- [60] Asai M., Zeit. Phys. C 34 (1987) 429
- [61] Bailly J.L., CERN-EP-87-113 (1987) 1

- [62] Snedecor et Cochran, Statistical Methods (1967) 185
- [63] Fourgeaud et Fuchs, Statistique, Ed. Dunod (1972) 134
- [64] Slattery P., Phys. Rev. Letters 29 (1972) 1624
- [65] Feynman R., Phys. Rev. Letters 23 (1969) 1415
- [66] Alner G.J., Phys. Letters B 138 (1984) 304
- [67] Morse W.M., Phys. Rev. D 7 (1977) 66
- [68] Hanson G., Phys. Rev. Letters 35 (1975) 1609
- [69] Berger C., Phys. Letters B 86 (1979) 418
- [70] Bender D., Phys. Rev. D 31 (1985) 1
- [71] Barnham K.W., Phys. Letters B 85 (1979) 300
- [72] Albanese J.P., Phys. Letters B 144 (1984) 302
- [73] Derrick M., Phys. Letters B 88 (1979) 177
- [74] Della Negra M., Nucl. Phys. B 127 (1977) 1
- [75] Bromberg C., Phys. Rev. Letters 38 (1977) 1447
- [76] Barth M., Nucl. Phys. B 192 (1981) 289
- [77] Brick D., Zeit. Phys. C 15 (1982) 9
- [78] Bjorken K.J., Phys. Rev. D 1 (1970) 1416
- [79] Feynman R., Nucl. Phys. B 136 (1978) 1
- [80] Giovannini A., Rivista Nuovo Cimento 3 (1979) 1
- [81] Zichichi A., Proceedings of the International Conference on High Energy Physics, Lisbon, July (1981) 1133
- [82] Appel J.A., Phys. Letters B 165 (1985) 441
- [83] Smith A.M., Phys. Letters B 167 (1986) 248
- [84] Brick D., Zeit. Phys. C 15 (1982) 1
- [85] Paige F.E., XVI International Symposium on Multiparticle Dynamics (1985) 73