



A2

28 OCT. 1985

51

UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

PARIS VI

THESE

PRESENTEE

POUR OBTENIR LE TITRE DE

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

André TILQUIN

PRODUCTION HADRONIQUE DE PLUSIEURS MUONS

PRODUCTION DE $\Psi\Psi$, RECHERCHE DE BEAUTE

Soutenue le 13 Mai 1985, devant la Commission d'examen

Thesis-1985-Tilquin

MM. M. BAUBILLIER Président
J. BOUCROT
M. CROZON
M. FROISSART
A. ROUGE
R. VINH MAU

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051424

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION	2
1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	8
LA PARTIE AVANT	12
Le faisceau et son monitoring	12
La cible et le calcul de la luminosité	13
L'absorbeur	16
LE SPECTROMETRE	19
L'aimant	19
Les hodoscopes	21
L'hodoscope T1	21
L'hodoscope T2	21
L'hodoscope T3	22
Les chambres proportionnelles	22
Les chambres à fils	22
Les chambres à damiers	23
LE SYSTEME DE DECLenchement	24
Le déclenchement en faisceau de π	24
Le prédéclenchement	26
Le déclenchement matrice	27
Le déclenchement de type 1	29
Le déclenchement de type 2	31
Le déclenchement final	31
Le déclenchement en faisceau de protons	32
Le prédéclenchement	32
Le déclenchement matrice	33
Le déclenchement matrice de masse	33
Le déclenchement sur les dimuons	35
Le déclenchement sur les multimuons	36
MESURE DE TEMPS	37
2. LES PROGRAMMES D'ANALYSE	40
PATREC : RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE	43
Construction des traces droites	43
Prolongation des traces	44
Détermination de l'impulsion	46
Identification des muons	47
DST : ANALYSE DES EVENEMENTS	47

Reconstruction du vertex	48
Détermination analytique du vertex	48
Choix final de la cible	53
Variables cinématiques au vertex	55
Signature en temps	57
Sélection finale des bons événements	60
LE MONTE-CARLO	61
3. MODES DE PRODUCTION DE $\Psi\Psi$ ET $B\bar{B}$	64
METHODE GENERALE DE SIMULATION	67
LES FONCTIONS DE STRUCTURE	74
Généralités	74
Fonctions de structure du proton	76
Fonctions de structure du pion	78
MOMENT TRANSVERSE DES PARTONS	79
LES PROCESSUS ELEMENTAIRES DE PRODUCTION $\Psi\Psi$ et $B\bar{B}$	81
Productions directes d'événements $\Psi\Psi$	82
Annihilation de quarks : $q\bar{q} \rightarrow \Psi\Psi$	83
Fusion de gluons : $gg \rightarrow \Psi\Psi$	86
Production de $B\bar{B}$:	88
Production directe de $b\bar{b}$	90
Production directe de $B\bar{B}$	96
Production périphérique de $B\bar{B}$	102
CALCUL DES SECTIONS EFFICACES TOTALES	108
Sections efficaces partoniques	108
Sections efficaces hadroniques	112
Incertitudes sur les sections efficaces totales	114
Dépendance en K_T effectif	116
Dépendance en Q^2	116
Corrections d'ordres supérieurs	119
Production de χ	121
MODES DE DESINTEGRATION DE B	123
Désintégration du B en Ψ	123
Désintégration directe du B en μ	124
Desintégration en cascade : $B \rightarrow D \rightarrow \mu$	125
Désintégration : $B \rightarrow \mu^+\mu^- + X$	126
4. LES ÉVÉNEMENTS $\Psi\Psi$	128
LE SIGNAL D'EVENEMENTS $\Psi\Psi$	130
Coupure du vertex	131
Coupure en temps	133

Recherche d'événements $\Psi \Psi$	135
Contaminations diverses	136
Soustraction du continuum	138
Empilement de deux événements	140
Assignation à la mauvaise cible	143
Réinteraction d'un pion secondaire	146
CINEMATIKES DES EVENEMENTS $\Psi\Psi$	147
SECTIONS EFFICACES TOTALES :	154
MESURE DU K_t EFFECTIF	156
 5. SECTION EFFICACE DE PRODUCTION $B\bar{B}$	160
DIMUONS DE MEME SIGNE :	163
Sélection des événements	163
Contaminations diverses	167
Acceptances et sections efficaces $B\bar{B}$	170
LES EVENEMENTS $\psi\mu^\pm$	171
Sélection des événements	172
Contaminations diverses	175
Les fortuits	175
La production $\psi D\bar{D}$	175
Acceptances et sections efficaces	176
LES EVENEMENTS $\psi\mu^+\mu^-$	177
Sélection des événements	177
Contamination des $\Psi\mu^+\mu^-$	178
Acceptances et sections efficaces	178
LES EVENEMENTS $\mu^+\mu^-\mu^\pm$	181
Sélection des événements :	182
Contamination des événements $\mu^+\mu^-\mu^\pm$	182
Acceptances et sections efficaces :	184
LES EVENEMENTS $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$	185
Sélection des événements	186
Contaminations des $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$	188
Acceptances et sections efficaces	189
 6. CONCLUSIONS	198
APPENDICE	202
REMERCIEMENTS	208
 Références	210

TABLES

1.	CONDITIONS DE FAISCEAU	13
2.	SECTIONS EFFICACES TOTALES PROTON-PROTON ET PROTON- PLOMB	15
3.	LUMINOSITE SUR LA CIBLE DE PLATINE	15
4.	LUMINOSITE SUR L'ABSORBEUR	19
5.	STATISTIQUE TOTALE DES EVENEMENTS A PLUS DE 2μ	60
6.	STATISTIQUE DES EVENEMENTS A PLUS DE 2μ APRES COUPURES	62
7.	EVOLUTION DE $\langle P_T^2 \rangle_{\mu\mu}$ POUR $\pi^-p \rightarrow \mu^+\mu^-X$	80
8.	VALEURS MOYENNE DES QUANTITES CINEMATQUES POUR $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$ et $gg \rightarrow \psi\psi$ en π^-p et pp	87
9.	CARACTERISTIQUES CINEMATQUES POUR $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \psi\psi$	93
10.	CARACTERISTIQUES CINEMATQUES POUR $gg \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \psi\psi$	95
9.	CARACTERISTIQUES CINEMATQUES POUR $q\bar{q} \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \psi\psi$	99
12.	CARACTERISTIQUES CINEMATQUES POUR $gg \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \psi\psi$	101
13.	CARACTERISTIQUES CINEMATQUES POUR $qg \rightarrow \bar{B}_r b \rightarrow \psi\psi$	105
14.	CARACTERISTIQUES CINEMATQUES POUR $q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r \rightarrow \psi\psi$	108
15.	NORMALISATION DES FONCTIONS DE STRUCTURE	112
16.	VALEUR DE $\Sigma_{1,2}$ POUR TOUT PROCESSUS	114
17.	VARIATION DE σ_t AVEC $\alpha_s(Q^2)$ (pp 400 GeV)	118
18.	SECTION EFFICACE TOTALE DE PRODUCTION DE $\Psi\Psi$	122

5.	SCHEMA GENERAL DU DECLenchement	28
6.	LA LOGIQUE NON-ADJACENTE	30
7.	PRINCIPE DE LA MATRICE DE MASSE	34
8.	EFFICACITE DU DECLenchement MM	36
9.	RESOLUTION EN TEMPS DU γ_1	38
10.	PREDICTION DE L'IMPACT EN X DANS CP2	45
11.	DEFINITION DES FLECHES DANS CP0 ET CP1	45
12.	PRINCIPE DE RECHERCHE DU VERTEX	49
13.	DISTRIBUTION DES VERTEX RECONSTRUITS EN Z POUR DES EVENEMENTS Ψ	54
14.	PRINCIPE DE DETERMINATION DE L'ANGLE AU VERTEX	55
15.	RESOLUTION EN MASSE POUR DES EVENEMENTS Ψ ($\pi^- 280$)	57
16.	SCHEMA GENERAL D'UNE REACTION HADRONIQUE	67
17.	ALGORITHME DE TIRAGE DES QUANTITES CINEMATIQUE	72
18.	PROCESSUS $q\bar{q} \rightarrow \Psi\Psi$	85
19.	PROCESSUS $gg \rightarrow \Psi\Psi$	89
20.	PROCESSUS $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \Psi\Psi$	91
21.	PROCESSUS $gg \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \Psi\Psi$	94
22.	PROCESSUS $q\bar{q} \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \Psi\Psi$	98
23.	PROCESSUS $gg \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \Psi\Psi$	100
24.	PROCESSUS $qg \rightarrow \bar{B}_r b \rightarrow \Psi\Psi$	104

19.	STATISTIQUE FINALE DES EVENEMENTS A 4 μ	134
20.	ACCEPTANCE ET NOMBRE DE $\Psi\Psi$ FORTUITS	143
21.	PROBABILITE D'ASSIGNATION A LA MAUVAISE CIBLE (P 400 GeV)	144
22.	COMPARAISON DONNEES SIMULATION POUR LES $\Psi\Psi$	153
23.	ACCEPTANCE AUX EVENEMENTS $\Psi\Psi$	154
24.	SECTIONS EFFICACES TOTALES DE PRODUCTION DE $\Psi\Psi$ (pb)	155
25.	ACCEPTANCES AUX DIMUONS DE MEME SIGNE	170
26.	ACCEPTANCE AUX EVENEMENTS $\Psi\mu^{\pm}$	176
27.	ACCEPTANCES AUX EVENEMENTS $\Psi\mu^{+}\mu^{-}$	180
28.	ACCEPTANCES AUX $\mu^{+}\mu^{-}\mu^{\pm}$	185
29.	ACCEPTANCES AUX EVENEMENTS $\mu^{+}\mu^{-}\mu^{+}\mu^{-}$	189
30.	LIMITES DES SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DE $B\bar{B}$	190
31.	PRODUITS DES RAPPORTS DE BRANCHEMENTS	191
32.	SECTIONS EFFICACES $B\bar{B}$ PUBLIEES	192

FIGURES

1.	L'ABSORBEUR EN PROTON A 400 GEV/C	17
2.	POSITION LONGITUDINALE DU VERTEX POUR LES Ψ	18
3.	LE DETECTEUR LEZARD VERSION P 400 GeV/C	20
4.	LA CHAMBRE A DAMIERS	25

25. PROCESSUS $q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r \rightarrow \psi\psi$	107
26. SECTIONS EFFICACES PARTONIQUES DE PRODUCTION DE $\psi\psi$	111
27. SECTIONS EFFICACES TOTALES DE PRODUCTION DE $\psi\psi$	115
28. EVOLUTION DE $\sigma_t(\pi^- p \rightarrow \psi\psi)$ à 280 GeV/c	117
29. EVOLUTION DE σ_t EN FONCTION DE Q^2	118
30. CORRECTION QCD	120
31. CORRECTION D'ORDRE SUPERIEUR POUR $gg \rightarrow \psi\psi(\alpha_s^6)$	120
32. SCHEMA DE DESINTEGRATION DIRECTE ET EN CASCADE DU B	124
33. DESINTEGRATION LEPTONIQUE DU B ET DU D	125
34. POSITION LONGITUDINALE DU VERTEX POUR DES $\psi\psi$ SIMULES	132
35. DISTRIBUTION EN TEMPS DES EVENEMENTS A 4 μ	134
36. MASSE $\mu^+\mu^-$ DANS LES EVENEMENTS $\psi\mu^+\mu^-$	137
37. MASSE $\mu^+\mu^-$ VERSUS $\mu^+\mu^-$	139
38. TEMPS D'UN ψ PAR RAPPORT A L'AUTRE : P 400 GeV	141
39. MASSE RECONSTRuite POUR DES EVENEMENTS $\psi_{\text{plat}}\psi_{\text{abs}}$ ASSIGNES A LA CIBLE	145
40. CINEMATIKES DES EVENEMENTS $\psi\psi$ (DONNEES EN π^-)	149
41. CINEMATIKES DES EVENEMENTS $\psi\psi$ (DONNEES EN PROTONS)	150
42. DIFFERENCE AZIMUTALE ENTRE LES DEUX ψ	151
43. EVOLUTION DE $\langle\phi\rangle$ EN FONCTION DE $\langle K_T \rangle$	158
44. LES $\mu^+\mu^+$ EN FAISCEAU DE PROTONS	164

45. LES $\mu^{\pm}\mu^{\pm}$ EN FAISCEAU DE PROTONS	165
46. LES $\mu^{\pm}\mu^{\pm}$ EN FAISCEAU DE π^{-}	168
47. MESURE EN TEMPS DES $\mu^{\pm}\mu^{\pm}$ APRES COUPURES	169
48. MESURE DE TEMPS DU μ ACCOMPAGNANT LE ψ	173
49. LES EVENEMENTS $\psi\mu^{\pm}$ EN PROTON	174
50. CINEMATIKES DES EVENEMENTS $\psi\mu^{+}\mu^{-}$	179
51. MESURE DE TEMPS DES $\mu^{+}\mu^{-}$ POUR LES $\psi\mu^{+}\mu^{-}$	180
52. CINEMATIKES DES EVENEMENTS $\mu_1^{+}\mu_2^{-}\mu_3^{\pm}$	183
53. MESURE DE TEMPS DE μ_3 EN PROTONS	184
54. LES $\mu^{+}\mu^{-}\mu^{+}\mu^{-}$ EN FAISCEAU DE PROTONS	187
55. MESURE DE TEMPS DE μ_4 EN PROTONS	188
56. SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DE DIMUONS EN PROTONS A $\sqrt{s} = 27$ GeV	194

RESUME

L'étude des événements à plus de deux muons dans les interactions π^-p de 150 et 280 GeV/c et protons de 400 GeV/c, a montré l'existence de la production de $\psi\psi$, avec des sections efficaces de 18 pb (resp. 31 pb) en π^- de 150 GeV/c (resp. π^- 280 GeV/c) et 27 pb en protons. Ces sections efficaces sont en bon accord avec les prédictions théoriques : annihilation de quarks en π^- et fusion de gluons en proton. En utilisant ces événements, nous donnons une estimation de K_t intrinsèque des partons : $\langle K_t \rangle = 0.7$ GeV/c en π^- comme en protons. En utilisant nos événements $\mu^+\mu^+$, $\mu^+\mu^-\mu^+$, $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$, $\psi\mu^\pm$ et $\psi\mu^+\mu^-$, nous donnons de nouvelles limites sur la section efficace de production de $B\bar{B}$: $\sigma(\pi^-N \rightarrow B\bar{B} \text{ à } 280 \text{ GeV/c}) \leq 3 \text{ nb}$ et $\sigma(pN \rightarrow B\bar{B} \text{ à } 400 \text{ GeV/c}) \leq 2 \text{ nb}$ pour une production centrale de $B\bar{B}$.

Ces nouvelles limites excluent le $B\bar{B}$ comme source de production de $\psi\psi$ et de Drell-Yan de masse supérieure à 4 GeV/c².

Mots clés : Production hadronique, $\psi\psi$, $B\bar{B}$, moment transverse, partons, section efficace.

ABSTRACT

In pion-nucleon interactions at 150, 280 GeV/c and in proton nucleon interactions at 400 GeV/c, we study more than 2 muon events. Among these we show $\psi\psi$ events production with cross section of 18 pb (31 pb, 27 pb) at π^- 150 GeV/c (π^- at 280 GeV/c and proton at 400 GeV/c). These results are in good agreement with QCD predictions for quarks annihilation in π^-N and gluons fusion in pN interactions. Using these events we estimate the initial transverse momentum of the partons in the hadrons giving $\langle K_t \rangle = 0.7$ GeV/c. The study of $\mu^+\mu^+$, $\mu^+\mu^-\mu^+$, $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$, $\psi\mu^\pm$, $\psi\mu^+\mu^-$ events gives new upper limits on beauty production : $\sigma(\pi N \rightarrow B\bar{B} \text{ at } 280 \text{ GeV/c}) \leq 3 \text{ nb}$ and $\sigma(p N \rightarrow B\bar{B} \text{ at } 400 \text{ GeV/c}) \leq 2 \text{ nb}$ for central production of $B\bar{B}$.

These limits exclude $\psi\psi$ production and Drell-Yan above 4 GeV/c² mass from $B\bar{B}$.

Key words : Hadronic production, $\psi\psi$, $B\bar{B}$, transverse momentum, partons, cross section.

INTRODUCTION

Devant le succès de la théorie des champs de l'électrodynamique quantique, puis des théories électrofaibles, les physiciens développèrent une théorie de jauge des interactions fortes (la Chromo-Dynamique Quantique : QCD) intégrant les quarks et les gluons.

Pour tester la validité de cette nouvelle théorie, de nombreuses expériences ont été effectuées, parmi lesquelles l'expérience LEZARD ou NA3 au CERN.

Pour affiner notre connaissance de la structure des hadrons et de l'interaction forte, cette expérience s'est consacrée depuis 1978, à l'étude de la production de paires de muons dans les interactions hadroniques. Elle permet d'une part de sonder les structures des hadrons instables inaccessibles aux expériences de diffusion profondément inélastique, et d'autre part, d'étudier les résonnances nouvelles, telles que le ψ et le Υ .

Il se trouve qu'environ 1% des événements observés dans cette expérience ont plus de deux muons. Si au début ils n'ont été considérés que comme une curiosité, ils ont dévoilé au cours de leur analyse, deux domaines de physique d'actualité : la production associée de deux particules ψ , et la recherche de mésons de beauté.

Jusqu'à ce jour, les mésons B n'ont été observés que dans des expériences sur des anneaux de collisions e^+e^- , par la désintégration du Υ''' , état excité $b\bar{b}$. De nombreuses expériences ont essayé, mais sans succès, de les observer dans les interactions hadroniques afin d'en comprendre le ou les mécanismes de production. Au fur et à mesure de ces recherches, la section efficace présumée de production de $B\bar{B}$ diminua de plus d'un facteur 10, pour en arriver à environ 100 nb.

Lors de la première mise en évidence de production d'événements $\psi\psi$ dans notre expérience, la première interprétation était qu'ils provenaient de la désintégration de $B\bar{B}$, et l'on déduisait ainsi : $\sigma(B\bar{B}) \approx 200$ nb.

L'objectif de cette thèse est de tenter d'élucider cette question. Pour ce faire, nous extrairons d'abord de nos événements à 4 muons le signal $\psi\psi$ avec trois types de faisceaux incidents : π^- à 150 GeV, π^- à 280 GeV, p à 400 GeV. Puis, nous tenterons d'en expliquer le ou les mécanismes de production en comparant leurs caractéristiques aux prévisions théoriques. Nous verrons ainsi que nos événements ne sont pas compatibles avec une production de $B\bar{B}$.

Pour confirmer ce résultat, nous utiliserons tous les types d'événements à notre disposition, $\mu^+\mu^+$, $\mu^+\mu^-\mu^+$, $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$, $\psi\mu^+$, $\psi\mu^+\mu^-$, pour estimer une nouvelle limite sur la section efficace de production de $B\bar{B}$.

Cette étude se déroule en cinq chapitres :

Dans le premier chapitre, nous décrivons assez brièvement notre appareillage nous permettant de travailler à des flux élevés allant de 10^7 à 10^9 particules par seconde. Nous détaillons plus particulièrement notre système de déclenchement, élément essentiel de la qualité d'une expérience.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons toute la chaîne d'analyses permettant d'une part, à partir des informations des chambres à fils et des hodoscopes de remonter aux grandeurs physiques, et d'autre part de sélectionner des lots d'événements propres. Nous insistons particulièrement sur l'utilisation d'un hodoscope permettant une mesure du temps de passage des particules dans notre appareillage, mesure essentielle pour éliminer les événements fortuits, sans laquelle la présente analyse aurait été impossible.

Le chapitre 3 se consacre à l'étude des différents modèles de production de $\psi\psi$ et $B\bar{B}$ actuellement calculés par la Chromo-Dynamique-Quantique. En partant d'une interaction parton-parton, nous montrons comment simuler des événements $\psi\psi$ ou $B\bar{B}$. Puis, nous calculons les sections efficaces totales de production en insistant sur les incertitudes dont elles sont entâchées.

Dans le chapitre 4, nous utilisons nos événements à 4 muons pour isoler nos événements $\psi\psi$. Après avoir soustrait différentes sources de contaminations, nous calculons les sections efficaces de production aux trois énergies, π^- à 150, π^- à 280 et protons à 400 GeV, que nous comparons à nos estimations théoriques. Une étude comparative des caractéristiques cinématiques de nos événements avec les événements simulés, révèle une production directe de $\psi\psi$,

ne passant pas par l'intermédiaire de $B\bar{B}$. Enfin, en utilisant ces événements, nous mesurons l'impulsion transverse initiale des partons (quarks ou gluons) dans les hadrons.

Dans le dernier chapitre, nous estimons une limite supérieure extrêmement faible sur la section efficace de production de $B\bar{B}$, en utilisant nos événements $\mu^{\pm}\mu^{\pm}$, $\mu^+\mu^-\mu^{\pm}$, $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$, $\psi\mu^{\pm}$, $\psi\mu^+\mu^-$. L'utilisation de la mesure du temps de passage des particules est essentielle dans cette analyse, et permet d'éliminer la majorité des événements fortuits. Nous verrons que le principal problème est que nos résultats sont très dépendants du mode de production de $B\bar{B}$ que l'on choisit. Ainsi les limites peuvent varier d'un facteur 10 suivant l'utilisation d'un mode de production central ou périphérique. Puis, nous comparons nos résultats avec ceux précédemment publiés, et donnons les conséquences expérimentales qu'entraîne une si faible section efficace de production de $B\bar{B}$ dans les interactions hadroniques.

CHAPITRE 1

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le détecteur LEZARD de l'expérience NA3 a été défini en 1974 dans une proposition d'expérience destinée à mesurer la production hadronique de hadrons et de leptons de grand moment transverse. [1]

Vu l'intérêt grandissant de l'étude de la production de paires de leptons et la découverte du Υ par la collaboration C.F.S. [2] nous nous sommes limités jusqu'en 1980, à la deuxième partie de notre programme initial : les leptons à grande impulsion transverse.

Pour ce faire, la configuration comprenait un absorbeur pour l'absorption du faisceau et des hadrons secondaires. Elle permet des luminosités beaucoup plus grandes qu'un spectromètre ouvert.

Jusqu'à la fin de l'année 1979, l'expérience a utilisé divers faisceaux secondaires comprenant au total six types de particules incidentes (π^\pm , K^\pm , p , \bar{p}) à trois énergies différentes (150, 200, 280 GeV) et à des flux raisonnables, de l'ordre de 10^7 particules par seconde.

Son but principal était la vérification du modèle de Drell-Yan [3] et dans la mesure où il se trouvait confirmé, la détermination des fonctions de structure des mésons inaccessibles aux expériences de diffusion inélastique.

C'est au cours de ce programme qu'a été découvert le facteur K, rapport entre la section efficace observée et la section efficace prédite par le modèle de Drell-Yan. [4]

Pour mesurer d'éventuelles variations de ce facteur K dans un large domaine cinématique, le dispositif a été quelque peu modifié en janvier 1980, pour permettre l'utilisation d'un faisceau primaire à 400 GeV/c et d'un flux plus élevé, de l'ordre de 10^9 protons par seconde. Nous avons introduit en particulier un nouvel absorbeur et un système de déclenchement éliminant une grande partie des ψ considérés dans cette version comme parasites.

Nous allons dans ce chapitre, décrire parallèlement les deux versions de cette expérience en insistant plus particulièrement sur leurs différences.

Nous décrirons tout d'abord la partie avant de l'appareillage qui comprend le faisceau, la cible et l'absorbeur.

Dans la seconde partie consacrée au spectromètre proprement dit, nous décrirons les hodoscopes que nous avons utilisés, l'aimant supraconducteur et les chambres proportionnelles.

La troisième partie détaillera soigneusement notre système de déclenchement, élément essentiel de cette expérience, aussi bien pour les données en π^- à bas flux que pour les données en protons.

Dans la dernière partie nous étudierons la détermination du temps d'arrivée des particules, détermination sans laquelle l'étude des événements multimuons aurait été impossible.

1.1 LA PARTIE AVANT

1.1.1 Le faisceau et son monitoring

L'expérience LEZARD est installée dans la zone Nord du SPS (Super Synchrotron à Protons) au C.E.R.N.

Elle occupe l'une des cinq lignes de faisceau du hall EHN1, la ligne H8. Deux possibilités ont été développées :

- a. Soit utiliser le faisceau primaire de protons de 400 GeV/c du SPS
- b. Soit utiliser un faisceau secondaire obtenu à partir de la cible T4 du SPS sur laquelle arrive le faisceau primaire de protons.

Une optique appropriée [5] conduit le faisceau sur une distance d'environ 500 mètres dans le hall d'expérience.

Le flux incident est mesuré par deux chambres à ionisation à argon [6] et une chambre Stefanini (du nom de son constructeur) placées sur le faisceau à environ 10 mètres en amont de l'expérience.

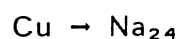
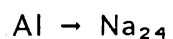
Ces chambres donnent à chaque cycle un comptage proportionnel au flux incident.

De plus, un télescope constitué de trois compteurs regardant la cible sous un angle de 60° permet de vérifier la linéarité des chambres à ionisation en fonction du flux.

La calibration de ce dispositif est effectuée à bas flux en ajoutant deux scintillateurs en coïncidence dans le faisceau permettant ainsi un comptage direct du nombre de particules.

L'étalonnage ainsi fait, la linéarité relative des deux chambres à ionisation, de la chambre Stefanini et du télescope est contrôlée jusqu'à l'intensité maximale.

Une technique différente a permis un contrôle du flux absolu à haute intensité. Durant des périodes stables d'environ 15 heures, des feuilles d'aluminium et de cuivre ont été placées dans le faisceau. Le comptage des réactions :



permet de déterminer le nombre de protons reçus. Une comparaison de cette mesure avec celle donnée par le dispositif précédemment décrit, montre un accord meilleur que 10%. Les flux intégrés utiles, c'est à dire corrigés des temps morts de notre appareillage sont donnés dans le Tableau 1 pour les trois faisceaux que nous utiliserons dans cet ouvrage.

Table 1: CONDITIONS DE FAISCEAU

ENERGIE GEV	INTENSITE PARTICULES/SECONDE	PARTICULES INCIDENTES %	FLUX INTEGRE UTILE
150	$5 \cdot 10^7$	93 π^- 5 K^- 2 p	$1.1 \cdot 10^{13}$
280	$3 \cdot 10^7$	> 99 π^-	$5.4 \cdot 10^{12}$
400	$1.5 \cdot 10^9$	100 p	$8.2 \cdot 10^{13}$

1.1.2 La cible et le calcul de la luminosité

Nous avons utilisé une cible de platine de six centimètres de long et 20 mm de diamètre, placée à environ 50 cm avant l'absorbeur et permettant d'obtenir une probabilité d'interaction suffisamment importante pour observer des processus de faibles sections efficaces.

La luminosité qui nous servira par la suite dans le calcul des sections efficaces absolues s'écrit :

$$\mathcal{L} = \int_0^l \Phi e^{-x/\lambda} N_a \rho \, dx \quad (1.1)$$

où : Φ représente le flux incident intégré
 λ est la longueur d'absorption de la cible
 N_a le nombre d'Avogadro = $6.022 \cdot 10^{23}$
 ρ la densité du platine = 21.5 g/cm^3
 l la longueur de la cible

l'expression 1.1 peut se réécrire :

$$\mathcal{L} = \Phi N_a \rho L_{\text{eff}} \quad (1.2)$$

où l'on a défini la longueur effective par :

$$L_{\text{eff}} = \int_0^l e^{-x/\lambda} \, dx = \lambda(1 - e^{-l/\lambda}) \quad (1.3)$$

Il reste alors à déterminer la valeur de λ qui s'obtient de la façon suivante :

$$\lambda = A/N_a \rho \sigma \quad (1.4)$$

où σ représente la section efficace totale π^- platine ou proton-platine.

Dans le cas de nos données en proton par exemple, on paramétrise la section efficace sur le platine par :

$$\sigma_{p\text{-Pt}} = A^\alpha \sigma_{p\text{-p}} \quad (1.5)$$

Pour déterminer α , on utilise les résultats du tableau 2 [7] On obtient alors :

$$\alpha = 0.715$$

puis en utilisant la relation (1.5)

$$\sigma_{p\text{-Pt}} = 1762 \text{ mb à } 400 \text{ GeV}/c$$

et enfin la relation (1.4)

$$\lambda = 8.58 \text{ cm}$$

Les luminosités ainsi obtenues pour les trois énergies qui nous intéressent π^- à 150 GeV/c, π^- à 280 GeV/c et proton à 400 GeV/c sont résumées dans le tableau 3

Table 2: SECTIONS EFFICACES TOTALES PROTON-PROTON ET PROTON-PLOMB

	ENERGIE	$\sigma(\text{mb})$
σ_{pp}	280 GeV/c	38.59
	370 GeV/c	39.77
	400 GeV/c	40.66
σ_{p-pb}	280 GeV/c	1752

Table 3: LUMINOSITE SUR LA CIBLE DE PLATINE

PARTICULES INCIDENTES	ENERGIES GEV	LUMINOSITE CM ⁻²
π^-	150	$5.1 \cdot 10^{38}$
π^-	280	$2.8 \cdot 10^{38}$
p	400	$4.6 \cdot 10^{39}$

On remarquera en particulier que la luminosité en proton à 400 GeV/c est de l'ordre d'un facteur 10, supérieure à celle obtenue dans nos données en π .

1.1.3 L'absorbeur

La configuration de l'absorbeur est déterminée entre les trois exigences suivantes :

- a. Il lui faut être suffisamment court pour préserver une grande acceptance, car plus il est long, plus les cibles sont éloignées de l'aimant et plus l'angle solide de mesure est faible.
- b. Il lui faut un pouvoir d'absorption suffisant pour réduire le flux de particules dans l'appareillage, en particulier pour les chambres situées près de l'absorbeur.
- c. La diffusion multiple doit être assez faible afin de ne pas trop dégrader la résolution au vertex obtenue par extrapolation au travers de l'absorbeur.

Pour ces trois raisons, il a été choisi inhomogène. Il est formé d'un cône de tungstène, qui absorbe le faisceau, entouré par des blocs de fer destinés à absorber les hadrons sans trop de diffusion multiple pour les muons.

Pour nos données en π^- à 150 et 280 GeV/c, sa longueur était de 1.50 m, le coeur de tungstène couvrant un angle de 0 à 30 mrad.

Des essais à haut flux entrepris en mars 1979 avec un faisceau de proton à 400 GeV/c, et en utilisant différentes longueurs d'absorbeur variant de 2.40 m à 3.40 m, nous ont conduits, essentiellement pour limiter l'intensité à 100 μ A dans les chambres à fils les plus proches, à utiliser un absorbeur d'une longueur de 3.20 m.

De plus, un bloc de cuivre a été ajouté à son extrémité afin de réduire le nombre de neutrons thermiques. [8]

La Figure 1 montre la structure complète de l'absorbeur utilisé pour nos données en protons à 400 GeV/c.

Malheureusement nous allons payer ces 3.20 m d'absorbeur par une dégradation substantielle de notre résolution sur l'angle θ des μ à la sortie de cet absorbeur.

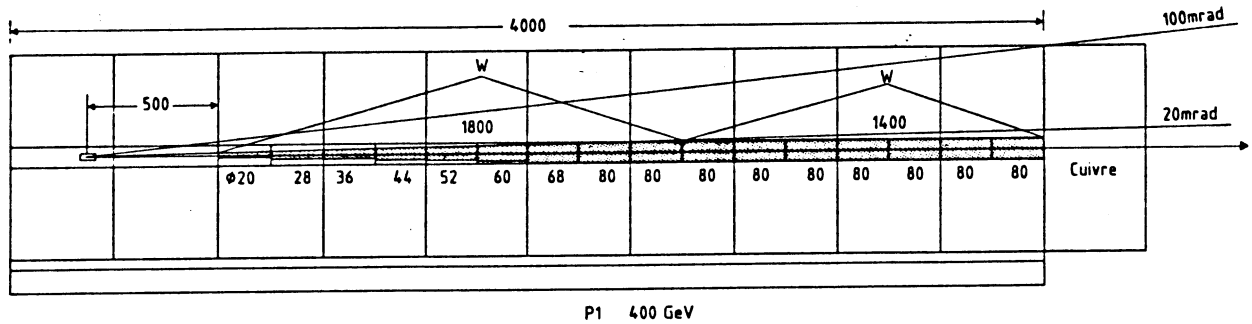


Figure 1: L'ABSORBEUR EN PROTON A 400 GEV/C

En effet, l'erreur sur cet angle due à la diffusion multiple s'écrit :

$$\langle d\theta^2 \rangle = (0.015/P)^2 L^{\text{absorption}} / L^{\text{radiation}} = 0.04/P^2 \text{ rad}^2 \text{ GeV}^2$$

Ce qui pour des μ de 20 GeV/c d'impulsion donne une erreur sur l'angle θ importante :

$$\langle d\theta \rangle = 1/\sqrt{2} \langle d\theta^2 \rangle^{1/2} \approx 7 \text{ mrad}$$

Cette erreur sur l'angle va se répercuter sur l'erreur de position longitudinale du vertex, et donc sur la séparation entre la cible et le début de l'absorbeur.

La Figure 2 donne la position du vertex obtenue pour des Ψ produits par des protons.

Pour estimer diverses sources de contaminations, nous aurons besoin de la luminosité intégrée dans l'absorbeur, qui peut être considéré comme cible.

De la même façon que pour le calcul de la luminosité dans la cible de platine, on peut écrire :

$$\mathcal{L}_{\text{abs}} = \Phi_{\text{abs}} N_a \rho_{\text{abs}} L_{\text{eff}}^{\text{abs}} \quad (1.6)$$

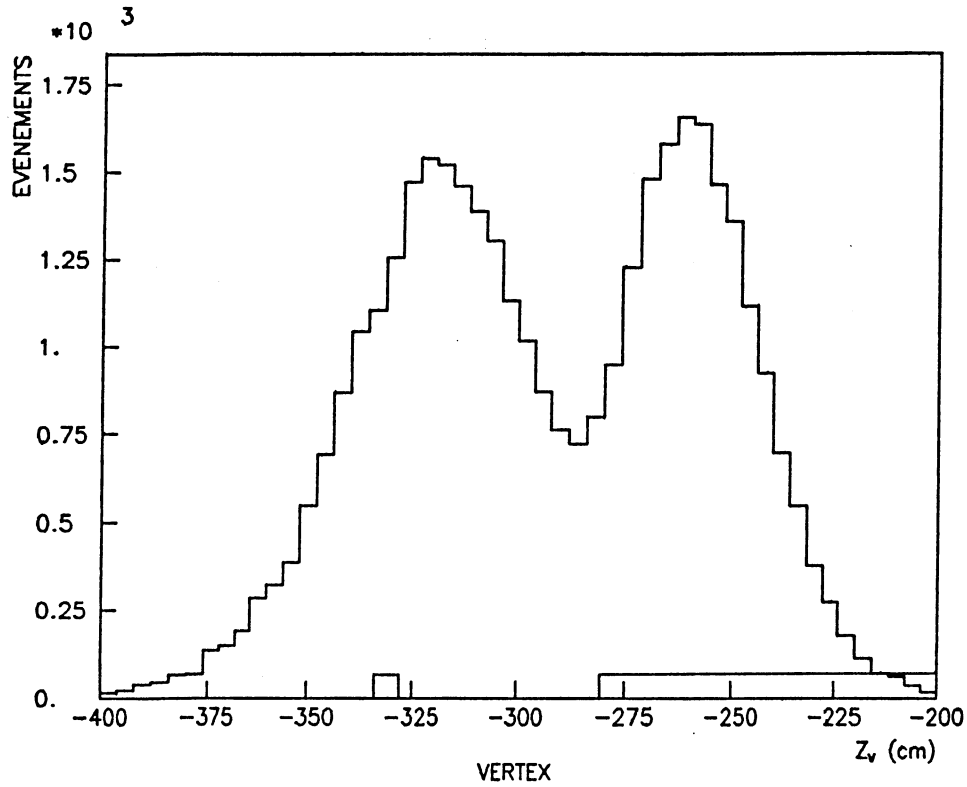


Figure 2: POSITION LONGITUDINALE DU VERTEX POUR LES ψ

avec
$$L_{\text{eff}}^{\text{abs}} = \lambda_W \exp(-L_{\text{abs}}/\lambda_W) \quad (1.7)$$

Comme la longueur de l'absorbeur est grande par rapport à la longueur d'absorption du tungstène, on a :

$$L_{\text{eff}}^{\text{abs}} \approx \lambda_W = 9.37 \text{ cm}$$

De plus, le flux dans l'absorbeur, en tenant compte de l'absorption du faisceau dans la cible de platine s'écrit :

$$\Phi_{\text{abs}} = e^{-L_{\text{eff}}^{\text{cible}}/\lambda_{\text{Pt}}} \Phi_{\text{Pt}} \approx 0.6 \Phi_{\text{Pt}} \quad (1.8)$$

On obtient ainsi les résultats du tableau 4.

Table 4: LUMINOSITE SUR L'ABSORBEUR

PARTICULES INCIDENTES	ENERGIE GEV	LUMINOSITE CM ⁻²
π^-	150	6 10^{38}
π^-	280	3.3 10^{38}
P	400	5.4 10^{39}

1.2 LE SPECTROMETRE

Le spectromètre NA3 comporte toujours les mêmes éléments, seul leur disposition géométrique a changé selon les énergies, pour tenir compte des variations de la longueur de l'absorbeur.

Ces caractéristiques ayant été longuement décrites par ailleurs [9] nous n'en donnerons ici qu'une description sommaire relative aux données en proton à 400 GeV/c. (figure 3).

1.2.1 L'aimant

C'est un aimant supraconducteur de grande ouverture cylindrique, de 1.60 mètres de diamètre et 3.50 mètres de longueur.

Le champ magnétique, essentiellement vertical, varie suivant l'axe du faisceau selon une distribution approximativement gaussienne de largeur à mi-hauteur d'environ 2.50 mètres. L'intensité maximale du champ est de 1.67 T et son intégrale de 4.1 Tm. [10]

Lors de sa mise en service, une carte de champ détaillée a été mesurée pour être ensuite introduite dans les programmes d'analyse.

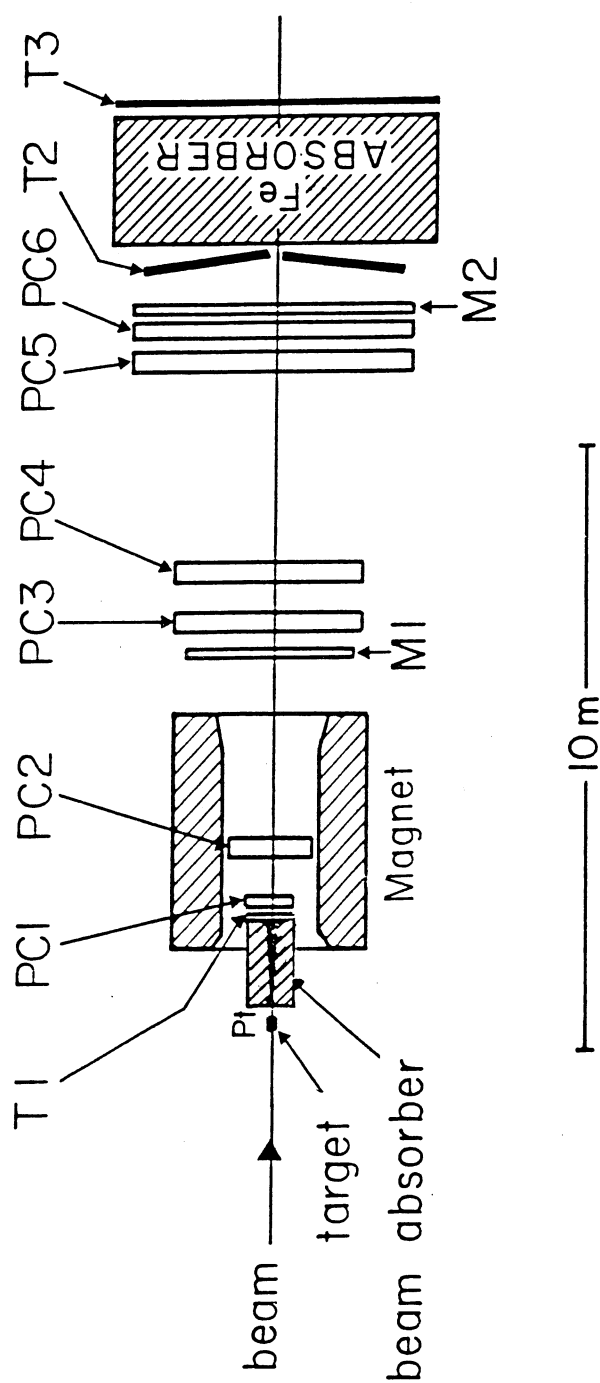


Figure 3: LE DETECTEUR LEZARD VERSION P 400 GeV/C

1.2.2 Les hodoscopes

Nous avons utilisé trois hodoscopes (figure 3) appelés : T1, T2 et T3.

1.2.2.1 L'hodoscope T1

L'hodoscope T1 est situé à la sortie de l'absorbeur et avant l'aimant. Il est constitué de 12 lattes verticales de dimensions inégales, chacune recevant des flux comparables.

Ces éléments sont répartis symétriquement par rapport au plan horizontal du faisceau, en laissant ainsi une bande vide de 4 cm centrée sur le faisceau.

Il couvre verticalement un angle de 9.54 à 85 mrad. et est utilisé à deux fins :

- a. Il indique qu'une particule sort de l'absorbeur et signe ainsi une interaction. Il sera utilisé pour le déclenchement.
- b. Dans l'analyse des événements, il donne la référence en temps de l'interaction pour les comparaisons des informations temporelles provenant du compteur γ_1 (1.4).

1.2.2.2 L'hodoscope T2

L'hodoscope T2 est en fait une partie du calorimètre construit pour la détection des électrons dans une autre version de cette expérience.

Disposé avant le mur de fer (fig 3), il est divisé en 40 bandes horizontales de 5 mètres de long. La fonction du T2 est de définir avec le T3 (voir 1.2.2.3) des trajectoires pointant approximativement vers la cible. Cela est rendu possible du fait que la composante horizontale du champ magnétique est négligeable.

1.2.2.3 L'hodoscope T3

Cet hodoscope est situé tout en aval de l'appareillage derrière un mur de fer de 80 cm d'épaisseur et derrière le calorimètre hadronique (non utilisé) qui correspond environ à 1 mètre de fer supplémentaire. Il est parfaitement protégé contre toutes les gerbes hadroniques qui auraient pu sortir de l'absorbeur, et n'est donc en principe sensible qu'aux mus.

Il est constitué de 22 bandes horizontales de 24 cm de largeur et de 6 m de long. Chaque bande est elle-même partagée en deux parties : gauche / droite. Ce détecteur couvre une acceptance verticale de 6 à 129 mrad.

Malgré la présence des 1.80 mètres de fer, le T3 compte beaucoup de neutrons lents. Nous l'avons donc utilisé en coïncidence avec le T2 afin d'éliminer ces comptages parasites.

Du fait de la diffusion multiple importante des muons dans le mur de fer, et du fait que les bandes du T2 sont environ deux fois moins larges que celles du T3, la coïncidence T2-T3 est réalisée avec quatre bandes du T2 pour une du T3. Cette coïncidence définit des "routes" pointant approximativement vers la cible.

Cette coïncidence sera utilisée dans le prédéclenchement et dans le déclenchement pour signer les mus sortant de l'absorbeur.

Du fait de la longueur importante des bandes du T3, les signaux de coïncidence ont été élargis à 40 nanosecondes, ce qui implique que deux mus séparés de moins de 40 ns pourront ensemble participer au déclenchement. (1-3).

1.2.3 Les chambres proportionnelles

1.2.3.1 Les chambres à fils

Les chambres à fils, appelées CP0 à CP6, sont regroupées en modules comportant chacun de 4 à 6 plans (X,Y,U,V) de détection. Ces chambres dont les dimensions varient de 64 x 64 cm² pour CP0 à 400 x 425 cm² pour CP6 ont les caractéristiques communes suivantes :

- a. Les plans-cathodes sont réalisés par des plans en mylar graphité [11]
Cette technique permet en particulier de peindre des zones de la forme voulue que l'on peut alors mettre à un potentiel différent du reste de la chambre. Ceci permet de rendre la zone de passage du faisceau inefficace pour les cas où nous avons fonctionné en géométrie ouverte.
- b. Les plans de lecture sont constitués de fils de tungstène dorés de 20 μ m de diamètre et espacés de 2 ou 3 mm selon l'emplacement des chambres.
- c. Chaque plan de mesure est entièrement indépendant du voisin, ce qui permet en cas d'incident de couper la haute tension sur un plan sans affecter le fonctionnement des autres.
- d. Toutes les chambres utilisent un mélange gazeux, constitué de 80% d'Argon, 20% d'Isobutane et 0.2% de Fréon.

L'ensemble comprend un total de 23500 fils de mesure.

Signalons enfin que pour des raisons d'encombrement, la chambre CP0 n'a pas été utilisée dans la configuration de l'expérience en proton 400 GeV/c.

1.2.3.2 Les chambres à damiers

Ces chambres proportionnelles appelées M1 et M2 servent à sélectionner des particules d'une impulsion transverse verticale minimale. La chambre M1 se trouve à la sortie de l'aimant avant CP3, et M2 entre CP5 et les calorimètres. Elles ont été décrites de manière extensive, [12] et, nous ne donnerons qu'une brève description de leur fonctionnement.

Ces chambres sont à lecture cathodique, avec des cathodes divisées en damiers. [13]

La cathode de chaque chambre est partagée en 2 x 10 bandes horizontales, chaque bande horizontale étant divisée en 64 cellules disposées en éventail suivant des zones en $\tan\phi$ (figure 4).

Les deux chambres sont identiques à une homothétie près de rapport 1.85. Cette propriété est fondamentale dans l'utilisation de ces chambres dans le système de déclenchement que nous allons maintenant décrire.



Figure 4: LA CHAMBRE A DAMIERS

1.3 LE SYSTEME DE DECLENCHEMENT

Contrairement à ce que nous avons fait précédemment, nous allons décrire séparément les systèmes de déclenchement utilisés pour les π^- et les protons à 400 GeV/c.

Etant donné que le système de déclenchement est très lié à la nature de la physique que nous explorons, il est bon de rappeler les objectifs que nous nous étions fixés :

- a. Pour nos données en π , notre but principal était l'exploration de la structure des mésons π et K dans le cadre du modèle de Drell-Yan. Il nous fallait donc accéder à des dimuons de masse importante (supérieure à 2 GeV). La principale source de contamination est la désintégration des mésons vecteurs de basse masse (ρ , ω , Φ). L'utilisation de faisceau secondaire nous limitait à un flux relativement faible de l'ordre de 10^7 particules par cycle.
- b. Pour nos données en proton à 400 GeV/c, l'objectif était d'obtenir la plus grande statistique possible sur des événements dimuons de très haute masse. Il nous fallait en particulier rejeter les événements ψ trop abondants.

De plus, la découverte dans nos données en π d'un signal de production $\psi\psi$ nous a amenés à aménager un déclenchement spécifique à des événements de plus de 2μ . L'utilisation du faisceau primaire de proton nous a permis cette fois un flux important de l'ordre de 10^9 particules par cycle.

1.3.1 Le declenchement en faisceau de π

Le principe général de notre déclenchement est d'utiliser les chambres à damiers M1 et M2 pour sélectionner des dimuons de masse invariante élevée.

Du fait des 10^7 particules par seconde, il est nécessaire, pour réduire les temps morts induits par ces chambres, d'introduire un premier niveau de déclenchement qui commandera ensuite l'électronique des chambres M1 et M2 pour l'estimation de la masse du dimuon.

1.3.1.1 Le prédéclenchement

Le signal de prédéclenchement est obtenu en utilisant les trois hodoscopes T1, T2 et T3 précédemment décrits. Les conditions exigées sont :

- a. Une interaction dans la zone des cibles, c'est à dire au moins une trace sortant de l'absorbeur.
- b. Deux μ signés dans l'appareillage et pointant approximativement vers la cible.

Ces conditions sont obtenues en demandant qu'au moins un des 12 compteurs du T1 ait vu un signal et qu'au moins deux routes de la coincidence T2-T3 (1.2.2.3) aient répondu.

Etant donnée la longueur des lattes de T2 et T3, le temps d'arrivée du signal de la coincidence T2-T3 est mal défini par rapport au moment de l'interaction. La seconde fonction du T1, qui a une définition temporelle de l'ordre de 1 ns, est de recaler en temps par rapport au temps de l'interaction cette coincidence T2-T3.

Nous avons ajouté à ce prédéclenchement un signal dit antihalo, pour nous débarrasser des μ provenant du faisceau. Cette condition est obtenue en utilisant un compteur entourant le faisceau et placé en amont des cibles, dont le signal est utilisé en anti-coincidence dans le prédéclenchement.

Enfin, pour éviter d'avoir des prédéclenchements trop rapprochés les uns des autres, et qui ne pourraient être pris en compte par l'électronique de décision des chambres M1 et M2, nous interdisions un second prédéclenchement dans les 200 ns qui suivent le premier. Ceci est simplement obtenu en mettant en anti-coincidence un signal de 200 ns, généré par le prédéclenchement. Ce signal est appelé TM (Temps Mort).

Le prédéclenchement se résume de la façon suivante :

$$\text{Prédéclenchement} = T_1 \cdot (T_2 \cdot T_3)_{\geq 2} \cdot \overline{\text{HALO}} \cdot \overline{\text{TM}}$$

Le taux de comptage typique de ce prédéclenchement est de 20 à 80 10^3 par seconde, induisant un temps mort (ou inefficacité) inférieur à 2%. Ce signal obtenu 260 ns après l'interaction va déclencher la lecture des fils de CP0, CP1 et CP2 ainsi que les damiers de M1 et M2.

1.3.1.2 Le déclenchement matrice

Ainsi que nous l'avons vu, le principe de notre déclenchement est de sélectionner des dimuons de masse invariante élevée. Cette sélection est effectuée en utilisant le fait que la masse d'un dimuon (dans le cas simple d'une désintégration symétrique sans moment transverse initial) est égale à la somme des moments transverses des deux muons. Une sélection sur le moment transverse de chaque μ se traduit donc par une sélection sur la masse de la paire.

Pour comprendre le principe de l'électronique de sélection des chambres M1 et M2, appelée généralement matrice, il suffit d'écrire l'équation de la trajectoire d'une particule dans le dispositif expérimental. Dans le système d'axes utilisés (z le long du faisceau, y vertical ascendant et x horizontal) (figure 5), les coordonnées d'une particule produite à la cible ($x = y = z = 0$) avec des angles θ_x et θ_y s'écrivent :

$$x = z \tan \theta_x \quad y = z \tan \theta_y \quad (1.9)$$

Après passage dans le champ magnétique supposé vertical :

$$x = z \tan \theta_x + (z - z_a) eB/P \quad y = z \tan \theta_y \quad (1.10)$$

où : z_a = coordonnée du centre de l'aimant
 B = intégrale du champ
 e = charge de la particule
 P = impulsion de la particule

En exprimant l'angle azimutal ϕ :

$$\tan \phi = x/y = \tan \theta_x / \tan \theta_y + (z - z_a)/z \times eB/P \tan \theta_y \quad (1.11).$$

En mesurant l'angle ϕ en deux points z_1 et z_2 différents, on a :

$$\tan \phi_1 - \tan \phi_2 = eB(1/z_1 - 1/z_2) z_a \times 1/P \tan \theta_y \quad (1.12)$$

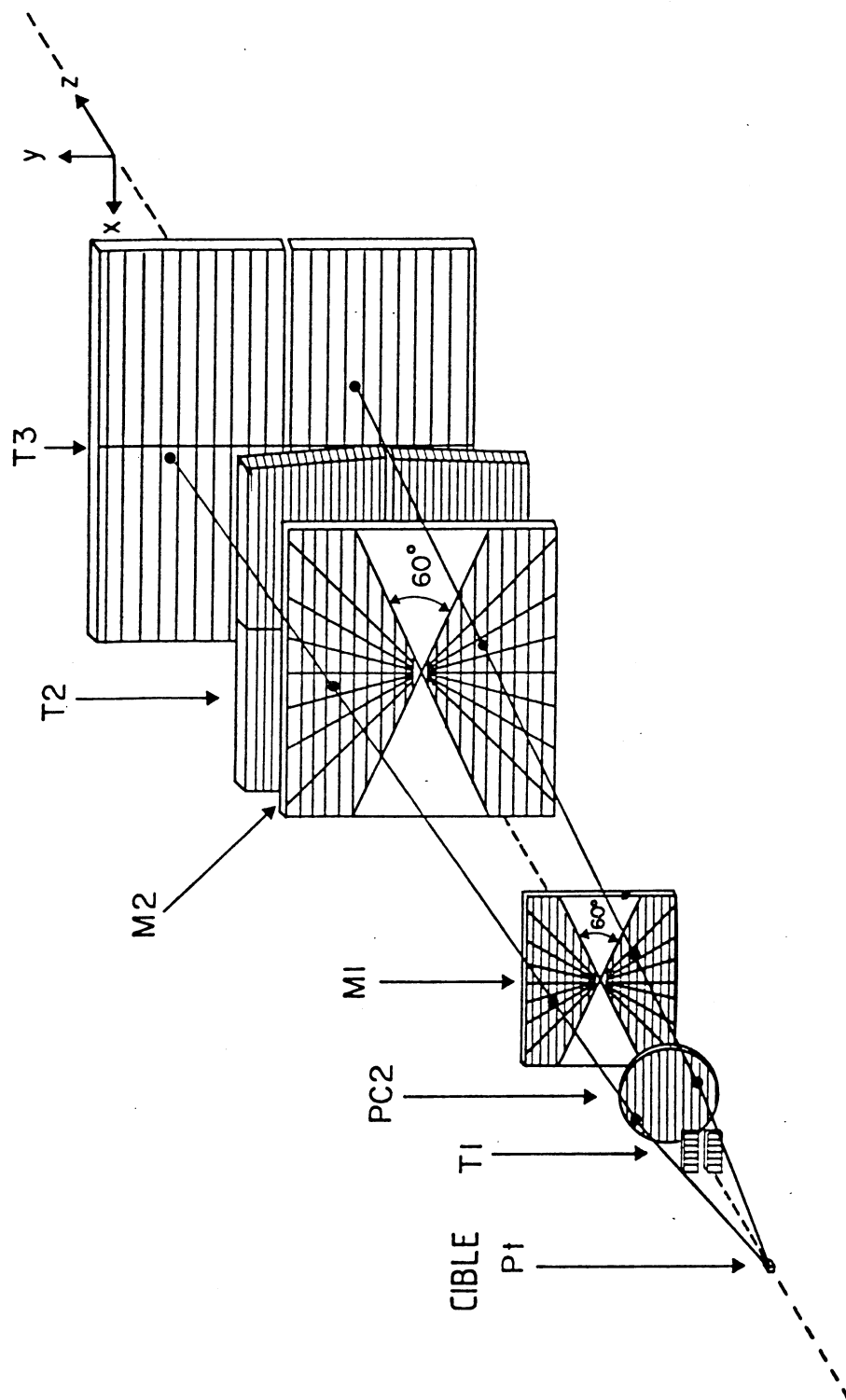


Figure 5: SCHEMA GENERAL DU DECLENCHEMENT

où $P_t \theta_y = P_t^V$ est la composante verticale du moment transverse de la particule.

L'expression 1.12 prend la forme plus simple :

$$\text{tg}\phi_1 - \text{tg}\phi_2 = K/P_t^V \quad (1.13)$$

ou K est une constante ne dépendant que de la géométrie de notre appareillage. C'est grâce à l'expression 1.13 que s'explique la géométrie particulière des chambres M1 et M2 (fig 4).

En effet, comme les damiers sont dessinés en intervalles de $\text{tg}\phi$, le numéro du damier touché donne une bonne estimation de $\text{tg}\phi$. Les deux mesures de $\text{tg}\phi$ aux deux points z_1 et z_2 sont effectuées respectivement par M1 et M2 qui sont homothétiques par rapport à la cible.

La différence des numéros de damiers mesurés dans les deux lattes homothétiques de M1 et M2 donne alors une estimation du P_t^V :

$$N_2 - N_1 \approx 5.2/P_t^V \text{ GeV/c} \quad (1.14)$$

Ainsi, limiter les valeurs de $N_2 - N_1$ à 7, empêche de déclencher sur des particules de P_t^V inférieur à 0.75 GeV/c.

Nous ne décrivons pas l'électronique rapide permettant cette sélection. [9] Signalons simplement que l'on peut comparer la différence $N_2 - N_1$ simultanément avec 4 seuils différents.

Le temps de calcul de l'ensemble de la matrice varie de 50 à 110 ns. C'est donc après ce temps maximum de 110 ns que la matrice est interrogée par un "ou" logique de deux bandes T2.T3, permettant ainsi de ne faire participer au déclenchement que les traces déjà reconnues comme μ .

1.3.1.3 Le déclenchement de type 1

Ce déclenchement demande deux muons dans l'appareillage dont l'un possède un $P_t^V > 1 \text{ GeV/c}$.

Décrivons maintenant la façon d'obtenir cette sélection :

- a. Deux muons dans l'appareillage : Cette condition est obtenue en demandant au moins 2 (T3.T2). Comme dans ce cas la rejection de la matrice ne s'effectue que sur un seul μ , nous affinons les routes T3.T2 pointant vers la cible en utilisant la chambre CP2, dont les fils horizontaux ont été regroupés par bandes. La coincidence (T3.T2).CP2 permet alors d'obtenir des chemins beaucoup mieux définis et ainsi de rejeter des muons du halo non vus par l'hodoscope défini précédemment. Une condition supplémentaire est demandée afin d'éviter qu'un seul muon ne déclenche deux bandes (T3.T2).CP2. On exige que les deux bandes (T3.T2).CP2 soient non adjacentes. Cette condition est obtenue en réalisant un "ou" logique de toutes les paires de bandes adjacentes. Un circuit majoritaire permettant de compter le nombre de "ou" donne la réponse exigée. Si 3 "ou" ont répondu, les deux bandes étaient adjacentes. Si 4 "ou" ont répondu, au moins deux bandes n'étaient pas adjacentes. (fig 6).
- b. Un muon de $P_t^V > 1$ GeV/c. Cette condition est obtenue en utilisant la matrice, en demandant qu'une des bandes validées par une coincidence T3.T2 donne une différence de numéro de damiers $N_2 - N_1$ inférieure ou égale à 5.

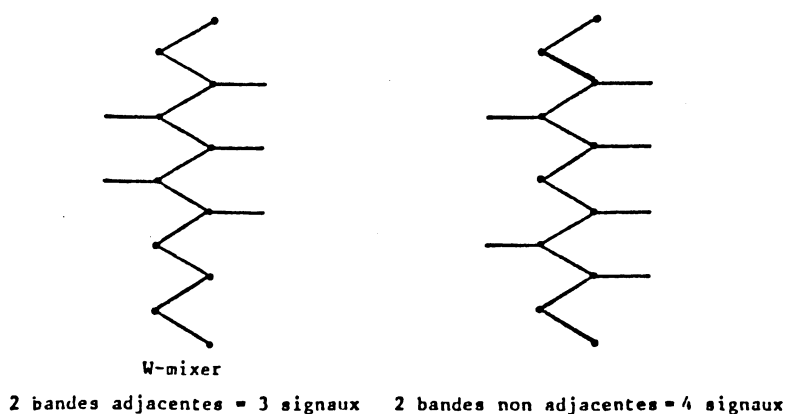


Figure 6: LA LOGIQUE NON-ADJACENTE

A ce déclenchement nous avons ajouté un signal "anti-overflow" dont le but est de rejeter les événements trop "épais" qui provoquent facilement le déclenchement tout en n'ayant aucun intérêt physique.

Le déclenchement de type 1 peut schématiquement se représenter par l'expression suivante :

$$\text{Decl.1} = (\text{matrice})_{\Delta \leq 5} \cdot 2(T3.T2.CP2)_{\text{non adj.}} \cdot \overline{\text{OVFL}} \cdot \text{Predeclench.}$$

1.3.1.4 Le déclenchement de type 2

Ce déclenchement demande 2 μ signés dans la matrice, chacun de $P_t^V > 0.7$ GeV/c, dont l'un au moins est confirmé par une route (T3.T2).CP2. La condition s'écrit simplement :

$$\text{Décl.2} = (\text{matrice } \Delta \leq 7)_{\geq 2} \cdot (T3.T2.CP2) \cdot \overline{\text{OVFL}} \cdot \text{Prédéclenchement}$$

1.3.1.5 Le déclenchement final

Le déclenchement final est simplement un "ou" logique des deux déclenchements de type 1 et 2. Ce signal va démarrer la lecture de toutes les chambres, ainsi qu'un processeur câblé, capable d'une partie de la reconstruction des traces [14]. Suivant la réponse de ce processeur, les événements seront mis sur bandes magnétiques ou non, cette décision étant supervisée par un calculateur PDP.

Le taux de déclenchements est de l'ordre de 60 par déversement pour un flux de $5 \cdot 10^7$ particules par seconde se répartissant de la façon suivante :

- 95% de déclenchement de type 1
- 45% de déclenchement de type 2
- 40% de déclenchement de type 1 et 2

1.3.2 Le déclenchement en faisceau de protons

De même que pour le déclenchement en faisceau de π nous utilisons les chambres M1 et M2 pour sélectionner des événements $\mu^+ \mu^-$ de masses invariantes importantes.

Du fait du grand nombre de ψ produits, nous avons été amené à utiliser un processeur câblé (nommé Matrice de Masse), permettant de calculer assez précisément la masse de la paire de μ , afin de rejeter les événements ψ qui pour cette version de l'expérience ne nous intéressent pas.

Comme nous voulions tenter de voir des événements $\psi\psi$, il nous a fallu imaginer un déclenchement spécifique excluant en particulier la matrice de masse (MM).

1.3.2.1 Le prédéclenchement

De même qu'en faisceau de π^- , il est nécessaire d'introduire un prédéclenchement pour permettre aux chambres M1 et M2 de fonctionner dans de bonnes conditions. Ce signal est obtenu en utilisant les trois hodoscopes T1, T2 et T3.

Les conditions exigées sont :

- a. Une interaction dans la cible (ou l'absorbeur).
- b. Un muon en haut et un muon en bas de l'appareillage. Cette condition supplémentaire haut-bas est introduite pour éliminer les événements dont un muon a déclenché simultanément deux bandes T3.

Le prédéclenchement se résume :

$$\text{Predecl.} = T1 \cdot (T2 \cdot T3)^{\text{haut}} \cdot (T2 \cdot T3)_{\text{bas}} \cdot \overline{\text{TM}}$$

On remarquera que nous n'avons pas utilisé le compteur HALO. Ceci n'est pas nécessaire avec le faisceau primaire de protons, il n'y a pas de muon de halo. Le temps mort est de 200 ns. Pour $1.4 \cdot 10^9$ protons par déversement le taux de comptage de ce prédéclenchement était de 120000.

1.3.2.2 Le déclenchement matrice

Comme pour le faisceau de pions, les chambres M1 et M2 vont nous permettre de rejeter les événements de basses masses (inférieures à la masse du ψ), en estimant pour chaque muon son impulsion transverse verticale. (1.3.1.2.).

Rappelons que la différence des numéros de damiers touchés dans deux lattes homothétique de M1 et M2, est inversement proportionnelle à l'impulsion transverse verticale de la particule.

Comme la cible a été reculée par rapport à sa position en faisceau de π^- , les chambres M1 et M2 ont été écartées afin de préserver l'homothétie. Il en résulte que le facteur de proportionnalité de l'expression 1.14 est modifié :

$$N_2 - N_1 \approx 7.4 / P_t^V \text{ GeV/c} \quad (1.15)$$

Dans cette version, nous avons limité les valeurs de $N_2 - N_1$ à 7, empêchant ainsi de déclencher sur des particules de P_t^V inférieur à 1.06 GeV/c. Cette condition est demandée alors sur au moins deux muons.

Toutefois, ce déclenchement n'est pas suffisamment restrictif pour admettre un flux de l'ordre de 10^9 p/s. Nous aurions pu abaisser la limitation sur les différences $N_2 - N_1$ permise afin d'augmenter la sélectivité de la coupure en P_t^V , donc en masse, pour rejeter les événements ψ .

Une telle coupure ne rejetterait pas seulement les ψ , mais une partie des événements de masse supérieure à 4 GeV/c qui nous intéressent.

1.3.2.3 Le déclenchement matrice de masse

Ce déclenchement est obtenu grâce à un processeur câblé, utilisant spécifiquement les chambres à damiers M1 et M2. Sans trop rentrer dans les détails de son fonctionnement explicitons son principe.

Exprimons tout d'abord la masse du dimuon, calculée dans le laboratoire (figure 7).

$$M^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2) \quad (1.15)$$

En négligeant les masses des μ :

$$M^2 \approx 2p_1 p_2 (1 - \cos \theta_Y) \quad (1.16)$$

Dans le système du laboratoire, l'angle d'ouverture des 2 μ étant faible, on peut écrire :

$$M^2 \approx p_1 p_2 \theta_Y^2 \quad (1.17)$$

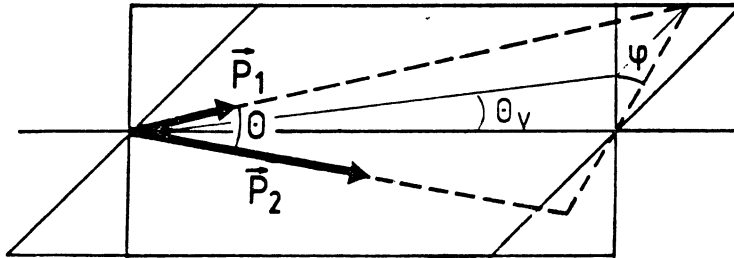


Figure 7: PRINCIPE DE LA MATRICE DE MASSE

En nous plaçant dans le cas plus simple où le dimuon n'a pas d'impulsion transverse, définissons par θ_i^V l'angle avec le plan horizontal de la trace i , et par ϕ l'angle azimutal de production (fig 7).

On a alors :

$$P_1 \approx P_{t_1}^V / \theta_{V_1} \quad \theta \approx (\theta_{V_1} + \theta_{V_2}) / \cos \phi \quad (1.18)$$

L'expression 1.17 devient alors :

$$M^2 \approx P_{t_1}^V \cdot P_{t_2}^V \cdot \frac{(\theta_{V_1} + \theta_{V_2})^2}{\theta_{V_1} \theta_{V_2}} \times 1 / \cos^2 \phi \quad (1.19)$$

Dans le cas où l'on ne néglige plus l'impulsion transverse du dimuon, on montre [9] que ϕ est bien approximé par : $\phi \approx 1/2 (\phi_1 + \phi_2)$, où ϕ_1 et ϕ_2 sont les angles azimutaux de production de chaque muon.

On remarque alors que la masse du dimuon est le produit de trois fonctions :

- a. L'impulsion transverse verticale des muons nous est donnée par la différence des numéros de damiers touchés entre M1 et M2 : $\Delta = N_2 - N_1$.
- b. Les angles verticaux sont obtenus grâce au numéro de bande horizontale des chamres M1 et M2 pour chaque trace, soit Nb_1 et Nb_2 ces numéros.
- c. Les angles ϕ_1 et ϕ_2 sont estimés par le numéro du damier touché dans une bande.

La formule 1.19 s'exprime alors schématiquement :

$$M \approx f(\Delta_1, \Delta_2) \times g(Nb_1, Nb_2) \times h(N_1, N_2) \quad (1.20)$$

Après sélection des deux traces, l'une en haut, l'autre en bas de notre appareillage, ayant une impulsion transverse verticale suffisante, le processeur câblé MM calcule à partir des résultats des deux chambres à damiers M1 et M2, le produit des trois fonctions f, g et h, et le compare à un seuil programmable.

Ce processeur câblé a permis de rejeter plus de 80% des événements ψ , tout en ne rejetant que 10% des événements de masse supérieure à 4.5 GeV/c² (figure 8).

1.3.2.4 Le déclenchement sur les dimuons

Le déclenchement sur les dimuons demande 2 μ signés dans la matrice d'impulsion transverse verticale supérieure à 1 GeV/c et dont l'un est au moins confirmé par une route (T2.T3).CP2 (1.3.1.3.).

De plus, la masse de ce dimuon doit être supérieure à 4 GeV/c², cette sélection étant faite par la matrice de masse.

Ce déclenchement se résume par :

$$\text{Decl } \mu\mu = \text{prédéclench. (matrice } \Delta < 7)_{>2} (T3.T2)_{>2} (T3.T2.CP2)_{\geq 1} . \overline{\text{OVFL}} . \text{MM}$$

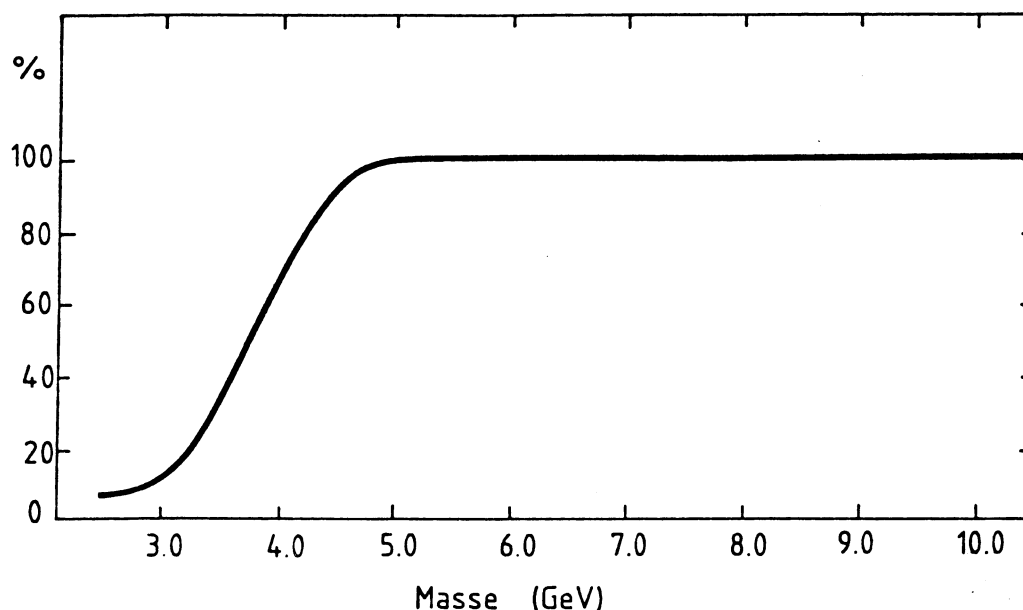


Figure 8: EFFICACITE DU DECLENCHEMENT MM

Le taux de comptage typique de ce déclenchement pour un flux de l'ordre de $1.5 \cdot 10^9$ particules par cycle est de 80.

1.3.2.5 Le déclenchement sur les multimuons

Désireux de conserver des événements du type $\psi\mu$ ou $\psi\mu\mu$ qui sont rejetés par le processeur matrice de masse dont le seuil est à $4 \text{ GeV}/c^2$, nous avons introduit un déclenchement spécial n'utilisant pas cette sélection.

Les conditions imposées sont en plus du prédéclenchement :

- a. Au moins trois muons distincts signés dans l'appareillage dont un en haut et un en bas.
- b. Deux au moins d'entre eux doivent avoir une impulsion transverse verticale supérieure à $1 \text{ GeV}/c$.

La première condition est obtenue en demandant deux routes (T3.T2).CP2 non adjacentes (1.3.1.3.) en haut ou en bas de notre appareillage et une coincidence T3.T2 dans l'autre partie.

La seconde condition est obtenue de la même façon que pour le déclenchement sur les dimuons, en utilisant les chambres à damiers M1 et M2.

Le déclenchement sur les multimuons se résume alors :

$$\text{decl.}\mu\mu\mu = \text{prédéclench.}(\text{matrice } \Delta < 7)_{22} \cdot 2(T3.T2.CP2)_{\text{non-adj}}(T3.T2)_{\text{opp}} \cdot \overline{\text{OVFL}}$$

Son taux de comptage typique est de 20 par déversement.

1.4 MESURE DE TEMPS

L'un des problèmes importants lorsqu'on travaille à très haut flux est l'empilement de deux événements. Si dans le cas d'événements dimuons, cet empilement est négligeable du fait de la haute sélectivité du déclenchement, il en est tout autrement pour des événements à 3 ou 4 μ , puisqu'aucune sélection n'est faite sur le troisième ou quatrième μ .

Le temps pendant lequel deux événements sont vus par notre appareillage comme un seul, est défini uniquement par la largeur importante des signaux de l'hodoscope T3 qui signe les muons.

Ainsi que nous l'avons vu, du fait de la longueur de six mètres des bandes de cet hodoscope, nous avons dû utiliser un temps de coincidence de 40 nanosecondes.

Ce temps d'empilement est beaucoup trop grand surtout avec notre faisceau de protons. En effet, avec un flux de l'ordre de $1.5 \cdot 10^9$ particules par seconde, on a trois interactions par nanoseconde dans la cible, soit 120 pendant tout notre temps d'empilement.

Bien entendu, toutes ces interactions ne vont pas donner des μ , mais même dans le cas où seulement 1% en donneraient, la probabilité d'observer deux muons provenant de deux interactions différentes dans la cible vaut :

$$p = 1 - p(\text{u}) = 1 - e^{-1.2} \approx 70\%$$

Il devenait donc nécessaire pour réduire ce temps d'empilement d'effectuer une mesure de temps sur les muons vus dans notre appareillage.

Cette mesure est effectuée par l'hodoscope γ_1 , partie du calorimètre électromagnétique, situé entre la chambre à damier M2 et le calorimètre hadronique. (fig 3), prévu pour une autre version de cette expérience.

Cet hodoscope γ_1 comprend une partie haute et une partie basse, chacune de ces parties étant découpées en 20 bandes horizontales de 5 mètres de longueur.

Ces bandes sont regardées aux deux extrémités par un photomultiplicateur dont le signal est envoyé sur un TDC (Convertisseur Digital du Temps).

Le signal de déclenchement de ces TDC est donné par l'hodoscope T1, dont la précision temporelle est d'une nanoseconde.

Cet hodoscope γ_1 nous a permis de mesurer le temps de passage des μ avec une résolution de ± 4 nanosecondes (fig 9), donc de limiter le temps d'empilement à 8 nanosecondes.

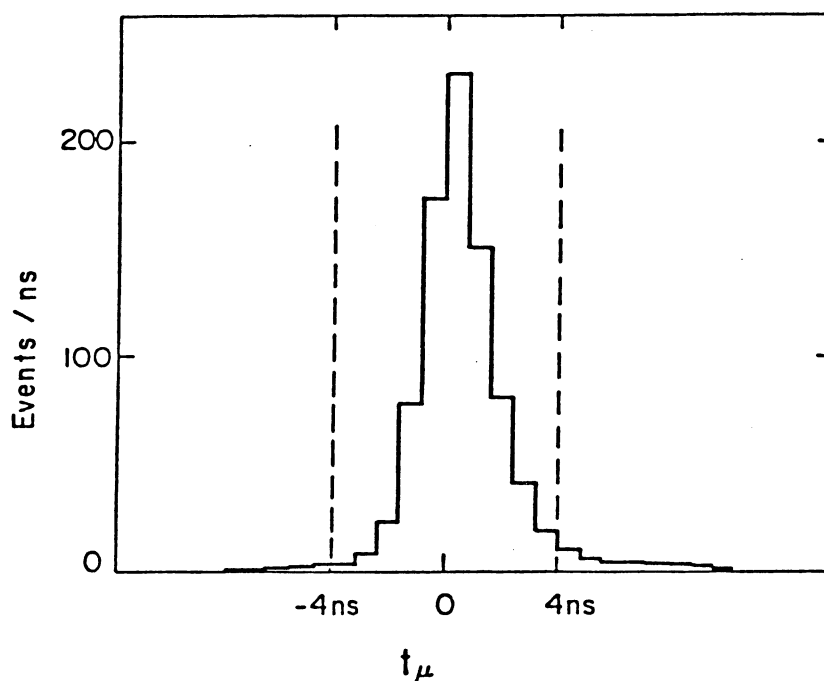


Figure 9: RESOLUTION EN TEMPS DU γ_1

La probabilité d'observer au moins 2 μ provenant de deux interactions différentes est ainsi ramenée à 20%, ce qui est acceptable.

Mentionnons que le prix à payer pour cette mesure de temps est une perte sensible d'acceptance, puisque le γ_1 a une ouverture angulaire dans la partie centrale de 22 mrad contre 7 mrad pour l'hodoscope T3. Nous reviendrons sur ce point dans l'étude de nos programmes d'analyse.

CHAPITRE 2

LES PROGRAMMES D'ANALYSE

Dans le chapitre précédent nous avons décrit l'ensemble de notre appareillage nous permettant aux trois énergies π^- à 150, π^- à 280 et p à 400 GeV de mesurer la production de paires de muons et de multimuons.

Il reste maintenant une chaîne de longs programmes d'analyse pour passer des impacts des traces dans les chambres transmis par notre système d'acquisition sur bandes magnétiques, aux grandeurs physiques finales.

Ces programmes sont au nombre de 3 : PATREC, DST et MONTE-CARLO.

Dans la première partie de ce chapitre nous décrivons le programme PATREC qui effectue la reconstruction géométrique des traces à partir des numéros de fils touchés, ainsi que l'identification des μ .

A partir des traces ainsi reconstruites, le programme DST détermine la position exacte du vertex d'interaction, et calcule les variables cinématiques de chaque μ nécessaires pour notre analyse physique. La seconde partie de ce chapitre en donne une description détaillée.

La troisième partie se consacre au programme MONTE-CARLO qui permet de simuler notre appareillage afin de remonter des grandeurs mesurées aux véritables grandeurs physiques.

2.1 PATREC : RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE

Ce programme a comme rôle principal de reconstruire et d'identifier toutes les traces qui sont sorties de l'absorbeur.

Il procède essentiellement en 4 parties :

- a. Construction de traces droites en partant des chambres situées à l'arrière de l'aimant.
- b. Prolongation des traces à travers l'aimant jusqu'à la zone des cibles.
- c. Détermination de l'impulsion de chaque particule.
- d. Identification des μ en utilisant l'hodoscope T3 et en tenant compte de la diffusion multiple dans le mur de fer.

2.1.1 Construction des traces droites

L'algorithme utilisé pour la recherche des traces droites connu sous le nom de méthode des plans pivots [15] consiste à utiliser les 2 plans des chambres les plus éloignés les uns des autres pour construire toutes les traces en projection X et Y. Puis, on confirme toutes ces différentes projections par les plans X et Y des autres chambres (7 plans X et 4 plans Y) en tolérant 3 plans inefficaces en X et 2 plans en Y.

Lorsqu'une projection se trouve confirmée, les impacts correspondants dans les différents plans X et Y sont effacés, afin de ne pas utiliser deux fois le même impact dans la reconstruction.

Une fois toutes les projections déterminées, on les associe dans l'espace en utilisant les 4 plans inclinés U et V de CP3 et CP4, en tolérant deux plans inefficaces.

Sur les traces ainsi reconstruites, on effectue un ajustement permettant de les rejeter si le minimum de χ^2 est trop mauvais.

$$\chi^2 = \sum_i d_i^2 / \sigma_i^2 \quad (2-1)$$

où : i = numéro du plan de chambre
 d_i = distance de l'impact à la droite
 σ_i = erreur de la mesure d'un impact dans le plan i

Les erreurs sur les paramètres des traces sont :

$$\begin{aligned}\sigma_a &= \sigma_c = 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ rad} \\ \sigma_b &= \sigma_d = 0.04 \text{ cm}\end{aligned}$$

où chaque droite est définie par son système d'équations :

$$x = az + b \qquad y = cz + d$$

2.1.2 Prolongation des traces

En supposant que la trace provient de la cible de platine, on prévoit approximativement sa position dans la chambre CP2 située au milieu de l'aimant.

La prédiction en Y s'obtient simplement en prolongeant la trace arrière puisque le champ magnétique est essentiellement vertical, et donc la déflexion verticale négligeable.

Pour prédire l'impact en X, du fait du champ magnétique, on utilise la construction géométrique suivante (fig 10).

On calcule d'abord la prolongation de la trace arrière au centre de l'aimant (M), puis on joint ce point au centre de la cible. Le segment défini par l'intersection de ces deux droites avec le début et la fin de l'aimant, donne l'impact approximatif dans CP2.

L'erreur ΔX entre ce point prévu et le point réel a un écart-type d'environ 5 mm, la valeur maximale atteint 3.5 cm pour des traces de faible impulsion.

Comme la chambre CP2 est soumise à plus de flux que les chambres arrières, il est nécessaire pour réduire le nombre de fausses constructions d'exiger que la trace soit confirmée par un plan X, un plan Y et un plan incliné.

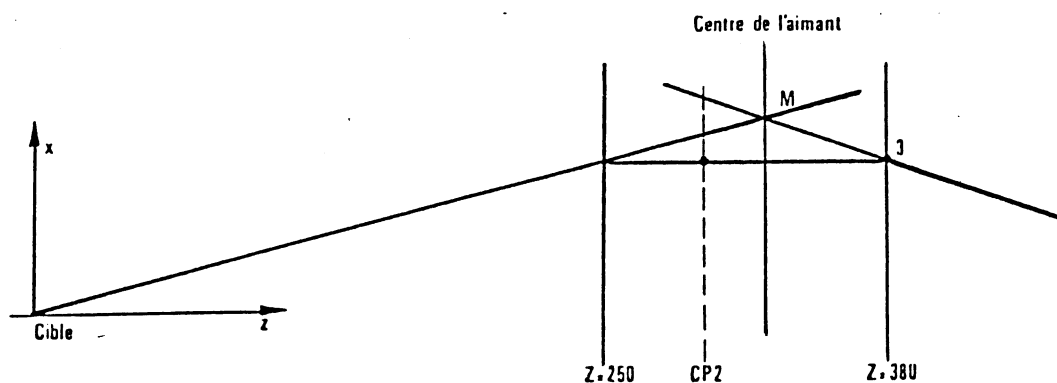


Figure 10: PREDICTION DE L'IMPACT EN X DANS CP2

De la trace arrière plus un point dans CP2 on déduit des impacts dans CP1 et CP0 (dans CP1 seulement en faisceau de protons). A nouveau l'impact en Y dans CP1 ne pose aucun problème.

Pour la prédiction en X, on utilise le fait que le rapport des flèches (fig 11) est une constante; la flèche étant définie comme la distance entre l'impact réel dans le plan et l'extrapolation à partir de la trace arrière.

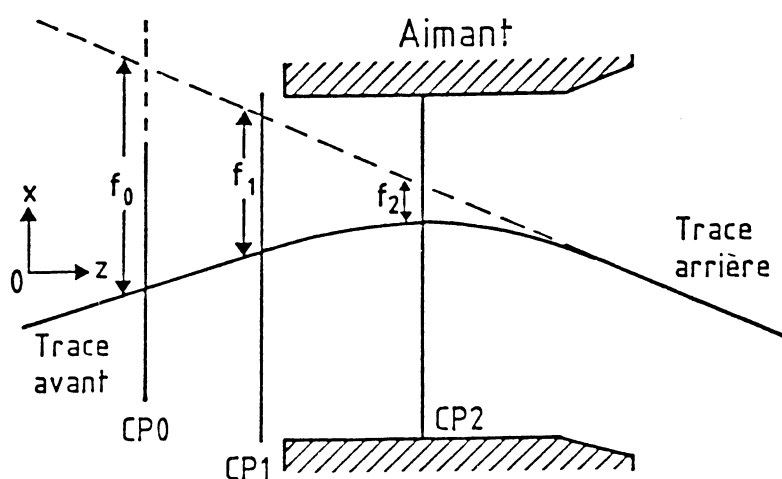


Figure 11: DEFINITION DES FLECHES DANS CP0 ET CP1

Connaissant la flèche dans CP2 et le rapport f_2/f_1 qui vaut 0.3 pour nos données en faisceau de protons, on déduit l'impact dans CP1 à mieux qu'un centimètre.

Pour les données en π^- il nous faut aussi déterminer l'impact dans CP0. On utilise pour cela la méthode dites des "splines" qui consiste à construire une cubique à partir des impacts dans CP1 et CP2 et du point "3" situé à la sortie de l'aimant (fig 10). En demandant que la trajectoire, la dérivée première, et la dérivée seconde soient continues aux points dans CP1 et CP2 et au point "3", on détermine complètement la trajectoire et l'impact dans CP0, l'écart entre cette prédiction et l'impact réel étant inférieur au cm.

2.1.3 Détermination de l'impulsion

Pour déterminer l'impulsion de chaque particule en tenant compte de la forme exacte du champ magnétique, nous avons utilisé une méthode dites "des composantes principales" [16] .

Cette méthode consiste à déterminer par Monte-Carlo et une fois pour toutes, un jeu de fonctions donnant à partir de variables simples, une estimation de l'impulsion. Une de ces variables étant par exemple la distance entre l'impact de la trace dans la chambre CP1 et sa prolongation à partir des chambres arrières.

Cette méthode nous a permis de gagner un facteur 2 sur le temps de traitement des événements par rapport à la méthode directe consistant à utiliser pour chaque trace la carte détaillée du champ magnétique.

La précision de mesure est ainsi :

$$\Delta P/P \approx 2 \cdot 10^{-4} \cdot P \text{ (GeV}^{-1}\text{) en faisceau de pions}$$

$$\Delta P/P \approx 5 \cdot 10^{-4} \cdot P \text{ (GeV}^{-1}\text{) en faisceau de protons}$$

La résolution en faisceau de protons est moins bonne en raison de la présence des six plans de mesure dans la partie du spectromètre située avant l'aimant (contre douze plans en π^-).

2.1.4 Identification des muons

Ayant ainsi déterminé l'impulsion et la trajectoire de toutes les particules, nous pouvons calculer le numéro de la latte correspondante de l'hodoscope T3 placé derrière le mur de fer.

Si cette latte n'a pas répondu, il faut alors tenir compte de la diffusion multiple dans le mur de fer en allant regarder dans les lattes voisines si elles ne sont pas à plus de 2 écarts-types de l'impact calculé.

La totalité du programme PATREC a été testée visuellement sur des lots d'événements, événement par événement, à partir des enregistrements des chambres. Le nombre de bonnes traces rejetées par les diverses tolérances n'excède pas 2%.

Tous les événements reconnus comme dimuons ou multimuons sont alors mis sur bande magnétique sous forme compactée, pour être traités par le programme DST.

2.2 DST : ANALYSE DES EVENEMENTS

A ce niveau du programme nous connaissons le nombre de μ dans notre appareillage, leurs impulsions et leurs trajectoires après l'absorbeur.

Le rôle du programme DST est de reconstituer le point d'interaction : cible ou début de l'absorbeur, et de recalculer les variables cinématiques de toutes les particules vues dans le spectromètre.

Dans un premier temps, nous allons montrer comment nous déterminons la position du vertex dans le cas général des événements multimuons.

Dans la seconde partie, nous décrirons le calcul du quadrivecteur énergie-impulsion de chaque μ à ce vertex en tenant compte de la perte d'énergie dans l'absorbeur et de la diffusion angulaire due à la diffusion multiple.

Enfin, dans la troisième partie nous verrons plus en détail le principe d'utilisation de l'hodoscope γ_1 pour donner une signature temporelle sur les μ .

2.2.1 Reconstruction du vertex

Dans le cas des événements à plus de 2 μ , notre problème est double. Nous devons trouver un vertex, ainsi que tous les μ qui s'y rattachent.

Notre méthode consiste tout d'abord à construire un vertex à n particules. Si le χ^2 de ce vertex est mauvais, nous construisons tous les vertex à $n-1$ particules, pour ne garder que celui dont le χ^2 est le meilleur, et ainsi de suite jusqu'à l'obtention d'un vertex à p particules ayant un bon χ^2 .

Dans le cas d'événements à 4 voire même 5 μ , une telle méthode est assez coûteuse en temps calcul. Nous avons donc cherché, moyennant quelques hypothèses simplificatrices, une solution analytique à ce problème.

Une fois déterminé ce vertex ainsi que le nombre de particules qui en proviennent, nous l'affinons en utilisant une méthode pas à pas, standard pour l'étude des événements à 2 μ .

Enfin, il ne reste plus qu'à déterminer la cible dans laquelle a eu lieu l'interaction (l'absorbeur est considéré dans ce cas comme une cible).

2.2.1.1 Détermination analytique du vertex

Pour déterminer ce vertex nous disposons de plusieurs informations : les trajectoires des n μ mesurées après l'absorbeur, et la particule incidente. Cette dernière n'est bien sûr, pas mesurée, mais elle est centrée sur la cible avec une dispersion radiale de l'ordre de 2 mm.

Nous supposons dans un premier temps que cette dispersion du faisceau est négligeable, ce qui revient à dire que l'interaction proprement dite a toujours lieu à $x = y = 0$.

Le problème qui se pose alors est de trouver le plan XZ_0Y tel que la distance d'approche de toutes les particules soit minimale, compte tenu des erreurs sur chacune d'elle due à la diffusion multiple.

Ceci revient à minimiser le χ^2 défini par :

$$\chi^2 = \sum_i d_i^2 / \sigma_i^2 \quad d_i^2 = (x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 \quad (2-2)$$

où

i : représente le numéro de la trace.

x_i, y_i : l'impact de la trace prolongée avant l'absorbeur dans le plan XZ_0Y perpendiculaire au faisceau (fig 12).

x_0, y_0 : coordonnées du vertex dans ce plan, qui dans ce cas sont supposées être : $x_0 = y_0 = 0$.

σ_i : erreur sur la détermination du couple x_i, y_i .

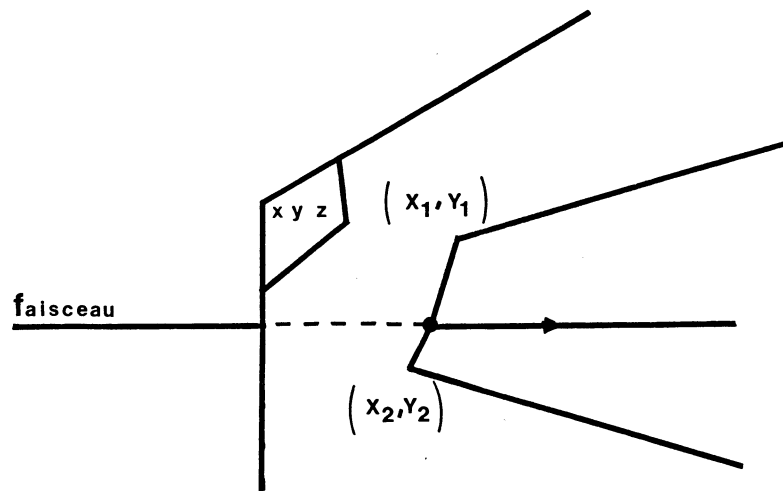


Figure 12: PRINCIPE DE RECHERCHE DU VERTEX

Exprimons tout d'abord cette erreur due essentiellement à la diffusion multiple.

La traversée d'un matériau de longueur L par une particule d'impulsion P entraîne un déplacement latéral d et angulaire θ dont les valeurs en sortie du matériau sont : [17]

$$\text{Valeur moyenne de } d = 0 \quad \text{écart-type} = \frac{1}{\sqrt{3}} \times \frac{L}{P\beta} \times 0.015 \sqrt{L/L_r}$$

$$\text{Valeur moyenne de } \theta = 0 \quad \text{écart-type} = \frac{0.015}{P\beta} \times \sqrt{L/L_r}$$

avec : P = impulsion de la particule en GeV/c
 β = le rapport de sa vitesse à celle de la lumière
 L_r = la longueur de radiation du matériau

Ces deux quantités n'étant pas indépendantes, il est plus simple de calculer l'erreur à l'abscisse z en se référant au plan où la covariance est nulle.

On montre facilement que ce plan se trouve au milieu du matériau considéré. En prenant ce plan comme origine, l'écart-type à l'abscisse z est :

$$\sigma_d^2(z) = \sigma_d^2(0) + z^2 \sigma_\theta^2$$

$$\text{avec : } \sigma_d(0) = 1/\sqrt{12} \times L \sigma_\theta \quad (2-3)$$

$$\sigma_\theta = \frac{0.015}{P\beta} \times \sqrt{L/L_r}$$

Deux cas se présentent :

a. Soit la trace est originaire de la cible, $z < -L/2$, on obtient alors en utilisant les équations 2-3 :

$$\sigma_i^2 = \sigma_{i_0}^2 / L_r \times (z^2 L + L^3 / 12) \quad \text{avec } \sigma_{i_0}^2 = (0.015 / P\beta)^2 \quad (2-4)$$

b. Soit la trace est originaire de l'intérieur de l'absorbeur et on trouve aisément :

$$\sigma_i^2 = 1/3 \times \sigma_{i_0}^2 / L_r \times (-z + L/2)^3 \quad (2-5)$$

Exprimons maintenant le χ^2 défini en (2-2) en utilisant l'équation des trajectoires :

$$x = x'z + x_0 \quad y = y'z + y_0 \quad (2-6)$$

$$\chi^2 = \sum_i d_i^2(z) / \sigma_i^2(z) ; d_i^2 = (x_{i_0} + x'_i z)^2 + (y_{i_0} + y'_i z)^2 \quad (2-7)$$

Minimiser le χ^2 revient à annuler sa dérivée par rapport à z :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial z} = 2 \times \sum_i (x_i' (x_{i_0} + x_i' z) + (y_i' (y_{i_0} + y_i' z)) / \sigma_i^2(z) - \sum_i d_i^2(z) / \sigma_i^4(z) \times \partial \sigma_i^2 / \partial z = 0 \quad (2-8)$$

où pour le moment nous n'avons pas explicité la dérivée de $\sigma_i^2(z)$.

Plaçons-nous d'abord dans le cas où l'interaction aurait eu lieu avant l'absorbeur : $z < -L/2$.

On a alors :

$$\partial \sigma_i^2 / \partial z = 2 \sigma_{i_0}^2 / L_r \times L \times z \quad (2-9)$$

En posant :

$$\begin{aligned} a &= \sum_i (x_{i_0}^2 + y_{i_0}^2) / \sigma_{i_0}^2 \\ b &= \sum_i (x_{i_0} x_i' + y_{i_0} y_i') / \sigma_{i_0}^2 \\ c &= \sum_i (x_i'^2 + y_i'^2) / \sigma_{i_0}^2 \end{aligned} \quad (2-10)$$

On obtient par développement de 2-8 :

$$b \times L^2 / 12 + (c \times L^2 / 12 - a) z - b z^2 = 0 \quad (2-11)$$

Pour déterminer la position du vertex, il nous suffit alors de résoudre une équation du second degré qui d'ailleurs possède toujours une seule solution négative.

Dans le cas où l'interaction aurait lieu dans l'absorbeur ($z \geq -L/2$) la dérivée de $\sigma_i(z)$ est :

$$\partial \sigma_i^2(z) / \partial z = -\sigma_{i_0}^2 \times (-z + L/2)^2 / L_r \quad (2-12)$$

On remarquera tout d'abord la continuité des deux dérivées (2-9) (2-12) en $z = -L/2$, ce qui nous assure la continuité des solutions.

On obtient de même en utilisant l'expression (2-8) et les notations (2-10) :

$$(bL + 3a) + (Lc + 4b)z + cz^2 = 0 \quad (2-13)$$

Nous sommes donc aussi ramenés à la résolution d'une équation du second degré.

On peut améliorer sensiblement cette méthode en n'imposant plus que l'interaction ait lieu à $x_0 = y_0 = 0$, du fait de la dispersion du faisceau.

Dans ce cas le χ^2 s'écrit :

$$\chi^2 = \sum_i ((x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2) / \sigma_i^2(z) \quad (2-14)$$

Et la condition de minimisation du χ^2 :

$$\partial \chi^2 / \partial x_0 = \partial \chi^2 / \partial y_0 = \partial \chi^2 / \partial z = 0$$

Les solutions de $\partial \chi^2 / \partial x_0 = \partial \chi^2 / \partial y_0 = 0$ sont triviales, soient x_v et y_v ces solutions :

$$x_v = \frac{\sum_i x_i / \sigma_{i_0}^2}{\sum_i 1 / \sigma_{i_0}^2} \quad y_v = \frac{\sum_i y_i / \sigma_{i_0}^2}{\sum_i 1 / \sigma_{i_0}^2} \quad (2-15)$$

En utilisant les expressions (2-6) on a par exemple :

$$x_v(z) = \frac{\sum_i x_{i_0} / \sigma_{i_0}^2}{\sum_i 1 / \sigma_{i_0}^2} + z \frac{\sum_i x'_i / \sigma_{i_0}^2}{\sum_i 1 / \sigma_{i_0}^2} \quad (2-16)$$

Minimiser le χ^2 en z revient alors à minimiser la quantité :

$$\chi^2 = \frac{\sum_i (x_i - x_v(z))^2 + (y_i - y_v(z))^2}{\sigma_i^2(z)} \quad (2-17)$$

On est alors ramené au problème précédent en remplaçant :

$$x_{i_0} \text{ par } x_{i_0} - \frac{\sum_j x_{j_0} / \sigma_{j_0}^2}{\sum_j 1 / \sigma_{j_0}^2} \quad (2-18)$$

$$x'_{i_0} \text{ par } x'_{i_0} - \frac{\sum_j x'_j / \sigma_{j_0}^2}{\sum_j 1 / \sigma_{j_0}^2}$$

et des relations semblables en y_{i_0} et y'_i .

Ayant calculé les 4 solutions des équations 2-11 et 2-13, on choisit comme coordonnées du vertex (x_v, y_v, z_v) celles qui donnent le meilleur χ^2 et qui satisfont aux contraintes $z \leq -L/2$ et $-L/2 \leq z \leq L/2$.

Bien entendu, cette méthode n'est pas complète puisqu'elle ne tient compte, ni de la dispersion du faisceau, ni de l'inhomogénéité de l'absorbeur. Mais elle suffit dans un premier temps pour déterminer assez précisément le vertex et le nombre de particules qui s'y rattachent.

2.2.1.2 Choix final de la cible

Ce premier vertex déterminé, on utilise une méthode pas à pas pour minimiser le χ^2 , qui tient compte de la dispersion gaussienne du faisceau et de l'inhomogénéité de notre absorbeur.

Les figures 13 montrent la répartition en z des vertex pour des événements Ψ dans nos données en π et protons.

On remarquera tout d'abord que pour nos données en faisceau de π le choix de la cible est non-ambigu, ce qui n'est pas le cas pour nos données en faisceau de protons. Ceci est, bien évidemment, dû à la diffusion multiple plus importante dans ce cas.

De plus, dans le cas de nos données en protons, on constate un décalage global par rapport à la position exacte des cibles.

Cet effet est dû au déclenchement qui, rappelons-le, demande un μ en haut et un μ en bas d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c (1-3-2-2). Ceci implique que l'on sélectionne plus facilement des événements Ψ qui ont subi beaucoup de diffusion multiple dans le plan vertical, ce qui donne aux μ une impulsion transverse verticale apparente plus élevée. Le vertex apparent s'en trouve alors décalé par rapport à son origine exacte.

L'écart-type ainsi obtenu est de l'ordre de 10 cm pour nos données en π et 20 cm pour nos données en protons, ce qui même pour des événements Ψ (donc assez massifs) est un peu juste pour les données en protons, vu que la cible et l'absorbeur ne sont distants que d'environ 50 cm.

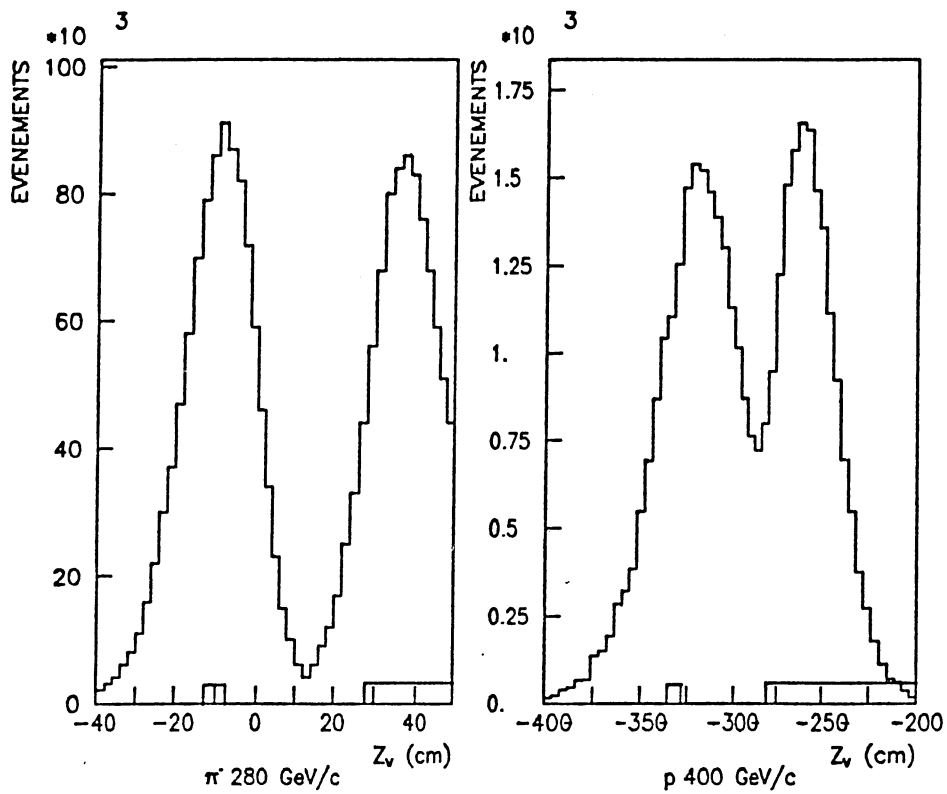


Figure 13: DISTRIBUTION DES VERTEX RECONSTRUITS EN Z POUR DES EVENEMENTS Ψ

Le vertex étant maintenant connu, il nous faut choisir dans quel milieu il est issu : platine ou absorbeur.

Le vertex est assigné à la cible si :

$-230 \text{ cm} < z_v < -170 \text{ cm}$	en π
$-330 \text{ cm} < z_v < -280 \text{ cm}$	en protons

Le vertex est assigné à l'absorbeur si :

$-170 \text{ cm} < z_v < -120 \text{ cm}$	en π
$-280 \text{ cm} < z_v < -200 \text{ cm}$	en protons

Dans tout les autres cas l'événement est rejeté.

La contamination d'événements Ψ produits dans l'absorbeur et faussement assignés à la cible est inférieure à 10%.

Une fois le milieu choisi, on fixe la position du vertex au milieu de la cible, ou au début de l'absorbeur, ceci afin de minimiser les effets des erreurs dues à la diffusion multiple.

2.2.2 Variables cinématiques au vertex

Nous sommes maintenant en possession d'un vertex et de n traces mesurées après l'absorbeur. Nous voulons combiner ces deux informations pour estimer les angles et les impulsions des particules à ce vertex.

Pour déterminer l'angle θ que fait un μ avec l'axe du faisceau, nous avons 2 mesures indépendantes :

l'angle mesuré après l'absorbeur θ_2 .

l'angle θ_1 obtenu en joignant le vertex au point de la trace situé au milieu de l'absorbeur (fig 14) .

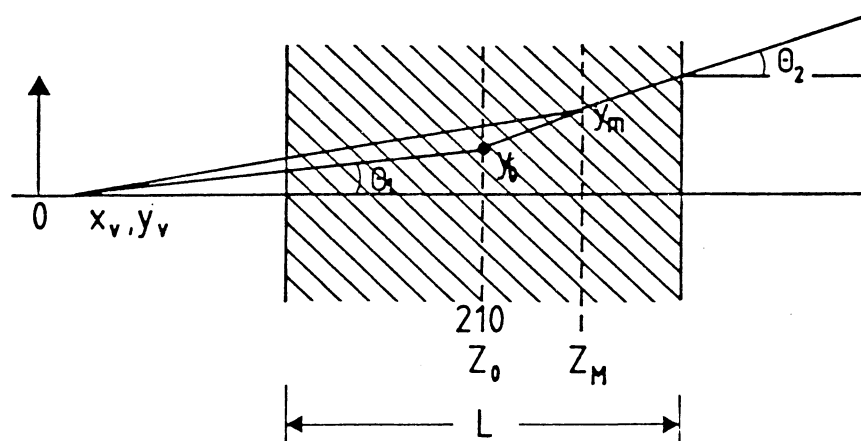


Figure 14: PRINCIPE DE DETERMINATION DE L'ANGLE AU VERTEX

La meilleure estimation de l'angle de production est donnée par la moyenne pondérée de ces deux mesures :

$$\operatorname{tg}\theta = (\operatorname{tg}\theta_1/\sigma_1^2 + \operatorname{tg}\theta_2/\sigma_2^2)/(1/\sigma_1^2 + 1/\sigma_2^2) \quad (2-19)$$

où σ_1 et σ_2 représentent les erreurs sur ces mesures, qui sont décorrélées puisque nous nous référons au plan où la covariance des erreurs est nulle.

L'erreur sur $\operatorname{tg}\theta_2$, approximativement l'erreur sur θ_2 , est donnée par l'expression 2-3 :

$$\theta_2^2 = \sigma_{\theta}^2 = (0.015/P\beta)^2 \times L/L_r$$

L'erreur sur $\operatorname{tg}\theta_1$ est obtenue en écrivant :

$$\operatorname{tg}\theta_1 = -y_0/z_v$$

En négligeant l'erreur sur la position du vertex z , et en utilisant le fait que la diffusion multiple induit une erreur sur le déplacement latéral :

$$\sigma_{y_0} = 1/\sqrt{12} \times L\sigma_{\theta}$$

on obtient :

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{-y_0/z_v}{L^2\sigma_{\theta}^2/12z_v^2} = \frac{\operatorname{tg}\theta_2}{\sigma_{\theta}^2} \quad (2-20)$$

Expression qui devient :

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{L^2\operatorname{tg}\theta_2/12z_v - y_0}{z_v + L^2/12z_v} \quad (2-21)$$

On constate que cet angle est celui obtenu en joignant le vertex au point de la trace mesurée à l'arrière, situé à la distance $-L^2/12z_v$ du centre de l'absorbeur (fig 14).

Ce plan situé à la distance $-L^2/12z_v$ est connu sous le nom de plan magique de Branson [18] car il permet d'obtenir la meilleure estimation de l'angle de production des μ indépendamment de leur impulsion.

Il ne reste plus alors qu'à calculer pour chaque particule la perte d'impulsion dans l'absorbeur pour corriger la valeur de l'impulsion mesurée dans l'aimant. On utilise pour cela la formule de Peierls et Sternheimer [19] qui tient

compte de la variation de la perte d'énergie avec l'impulsion suivant le matériau traversé, correction importante puisque de l'ordre de 3 GeV/c pour une particule traversant le coeur de tungstène de notre absorbeur.

Nous connaissons donc au vertex d'interaction les angles de production et l'impulsion de chaque μ , et nous pouvons calculer les variables cinématiques telles que : masse invariante, x_f , P_t d'une paire $\mu^+\mu^-$.

La résolution en masse obtenue sur des événements Ψ produits dans la cible est montrée sur la figure 15.

Sera considéré comme Ψ un couple $\mu^+\mu^-$ dont la masse vérifie :

$$2.7 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} < 3.5 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{en } \pi$$

$$2.6 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} < 3.6 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{en proton}$$

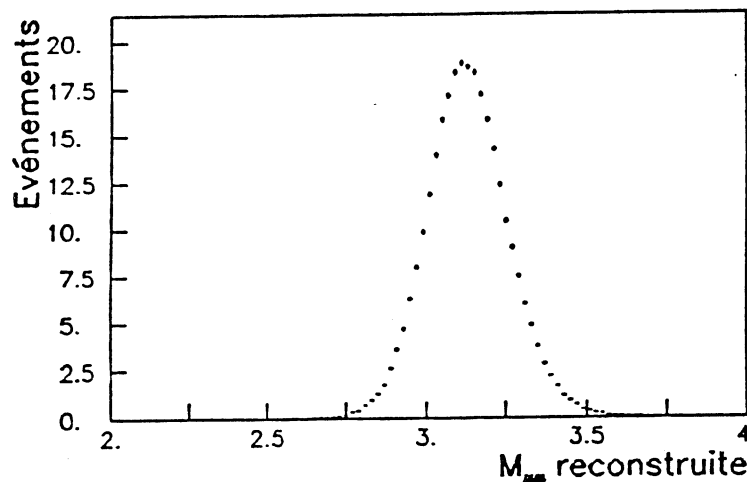


Figure 15: RESOLUTION EN MASSE POUR DES EVENEMENTS Ψ (π^- 280)

2.2.3 Signature en temps

Ainsi que nous l'avons indiqué au paragraphe 1-4, nous utilisons l'hodoscope γ_1 pour mesurer le temps d'arrivée des μ dans notre appareillage.

Le principe d'utilisation de cet hodoscope a été décrit en détail [20] nous ne rappellerons donc que les grandes lignes.

Si une particule est mesurée dans une bande du γ_1 , on a deux informations de temps, l'une donnée par le TDC gauche et l'autre par le TDC droit. Soit x l'impact de cette particule et L la longueur de la bande.

La mesure de temps donnée par chacun des TDC est :

$$t_g = t_0 + (L/2 + x)/v \quad t_d = t_0 + (L/2 - x)/v \quad (2-22)$$

où t_0 est le temps de passage du μ et v la vitesse de propagation du signal dans les bandes d'hodoscope.

On obtient alors le temps de passage de la particule, indépendamment de sa position en utilisant la somme de ces 2 informations :

$$t_0 = 1/2 (t_g + t_d) - L/2v \quad (2-23)$$

Dans le cas où 2 particules sont dans la même latte, le problème est plus délicat.

De façon générale on attribue à la particule la plus à gauche l'information en temps donnée par le TDC de gauche et vice-versa, la position en X étant donnée par les chambres proportionnelles. Toutefois, plusieurs configurations peuvent se présenter :

- a. Soit les deux μ appartiennent effectivement à la même interaction. S'ils sont assez distants l'un de l'autre ($\Delta x > v\Delta T = 80$ cm où Δt représente la résolution en temps du γ_1), les 2 μ ont respectivement déclenché le TDC qui leurs correspondent, et la mesure en temps est correctement déterminée.

S'ils sont proches ($\Delta x < 80$ cm) l'un des μ , du fait de la résolution, peut avoir déclenché les 2 TDC. Dans ce cas on se trompe en assignant un TDC à l'un des μ et on lui attribue un temps de passage qui n'est pas le sien. En fait, dans ce cas on n'a aucune information de temps sur ce μ , et en pratique on ne peut pas décider.

- b. Soit les 2 μ n'appartiennent pas à la même interaction, ce qui signifie, que du fait de notre résolution, ils sont décalés de plus de 8 ns.

Dans ce cas, le μ qui arrive le plus tôt a de grandes chances d'avoir déclenché les deux TDC, même si les 2 μ sont séparés de plus de 80 cm. L'un des μ n'a alors aucune information de temps.

La façon générale de procéder est la suivante :

Si 2 μ sont dans la même bande, on détermine d'abord la distance Δx les séparant.

- a. Si $\Delta x < 80$ cm nous rejetons purement et simplement l'événement car il nous est impossible de séparer les deux informations provenant des TDC.
- b. Si $\Delta x > 80$ cm, on choisit l'une des traces et on détermine son temps de passage en utilisant simultanément les 2 TDC, et les formules 2-22.
 - i. Si t_g et t_d sont compatibles entre eux, c'est à dire $11/2.(t_g + t_d) - L/2V \leq 4$ ns, ce μ est supposé avoir déclenché les 2 TDC. L'autre μ est donc arrivé après et est rejeté.
 - ii. Si t_g et t_d ne sont pas compatibles entre eux, on utilise la même méthode sur l'autre μ .
 - iii. Si aucune des 2 tentatives précédentes n'a donné $11/2.(t_g - t_d) - L/2V \leq 4$ ns, alors chaque μ est supposé avoir déclenché le TDC qui lui correspond et l'information de temps est donnée respectivement par t_g et t_d .

Le deuxième problème lié à l'utilisation de cet hodoscope est une perte sensible d'acceptance, au centre de notre appareillage.

Pour la recherche d'événements $\Psi\Psi$, notre acceptance étant déjà faible, nous accepterons alors au plus un muon en dehors de cet hodoscope, donc sans mesure de temps.

2.2.4 Sélection finale des bons événements

La statistique totale sur laquelle repose notre analyse est indiquée dans le Tableau 5 pour les trois énergies de particules incidentes π^- 150, π^- 280 et p 400 GeV/c.

Table 5: STATISTIQUE TOTALE DES EVENEMENTS A PLUS DE 2 μ

	π^- 150	π^- 280	π^- 400
Trimuons	134.106	120.612	396.150
Quadrimuons	4.475	3725	60.130
Pentamuons	200	126	5237
> 5 muons	7	5	286

Du fait de la grande diversité des événements que nous étudierons, $\psi\psi$, $\psi\mu^\pm$, $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$, $\mu^+\mu^-\mu^\pm$, nous ne donnerons ici que les coupures communes. Les coupures supplémentaires spécifiques à chaque type d'événements seront détaillées par la suite.

- Si l'impulsion d'une trace est supérieure à 3/4 fois l'impulsion du faisceau incident, la trace est rejetée.
- Si deux traces sont trop voisines à l'arrière de notre expérience, l'une d'elle est rejetée, celle dont le χ^2 est le plus mauvais.
- Si une trace, dont la mesure en temps est non ambiguë ou possible, est à plus de 4 ns du temps de l'interaction, cette trace est rejetée.
- Toute trace non compatible avec un vertex multiparticules est rejetée.

- e. Si le vertex reconstruit avec toutes les traces ayant subsisté à ces coupures n'est pas dans la zone de la cible, l'événement est rejeté.

Nous n'étudions pas les événements produits dans l'absorbeur, car leur validité est beaucoup plus difficile à établir. Les causes principales sont :

- a. Si un événement reconstruit dans l'absorbeur a une masse compatible avec celle du ψ , la probabilité que ce soit un événement de basse masse assigné à tort à l'absorbeur est non négligeable. En effet, un événement dimuon assigné à tort à l'absorbeur subit un décalage en masse de $0.8 \text{ GeV}/c^2$. Le lot d'événements assignés à l'absorbeur est donc contaminé par des événements produits dans la cible, en quantité importante à partir d'une masse de $1.9 \text{ GeV}/c^2$, et ceci d'autant plus que la résolution longitudinale du vertex de ces dimuons de basse masse est mauvaise.
- b. De plus, du fait que l'on ne sait pas avec certitude où réassigner le vertex (contrairement à la cible où on le réassigne au milieu, d'où une erreur inférieure à 3 cm), la résolution en impulsion sur les traces s'en trouve diminuée, ainsi que la résolution en masse sur les dimuons.

Le taux de rejection de ces coupures est important, ainsi que le montre le Tableau 6, mais nous permettant d'obtenir un lot d'événements propres.

On constatera que dans nos données en faisceau de π^- , le nombre de $\psi\mu^+\mu^-$ est devenu extrêmement faible comparé à nos données en faisceau de proton. Ceci est principalement dû au nombre de fortuites dans nos 8 nanosecondes de résolution à cette énergie. Nous reviendrons sur ce point délicat lors de l'étude spécifique de chaque lot d'événements.

2.3 LE MONTE-CARLO

Le rôle de ce programme est de permettre de remonter d'une distribution mesurée, à la distribution physique réelle. Il doit donc, partant d'un événement physique reproduire le plus fidèlement possible les effets de tout l'appareillage.

Ce programme se décompose alors de la façon suivante :

Table 6: STATISTIQUE DES EVENEMENTS A PLUS DE 2μ APRES COUPURES

	π^-150	π^-280	P 400
Trimuons			
$\mu^+\mu^-\mu^\pm$	4221	3542	55140
Quadrimuons			
$\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$	130	56	7458
> 4 muons	0	0	23
$\psi\mu^\pm$	1080	1116	25753
$\psi\mu^+\mu^-$	9	9	513

- Tirage des caractéristiques cinématiques des particules interagissantes. Concrètement, cela revient à tirer l'impulsion de la particule incidente en fonction de la divergence connue du faisceau, ainsi que l'impulsion du nucléon cible due au mouvement de Fermi.
- Tirage de la cinématique des produits de réaction suivant la physique que l'on cherche à étudier $\mu^+\mu^-$, $\psi\mu^\pm$, $\psi\psi$... Cette partie fait l'objet du chapitre 3.
- Simulation de la diffusion multiple des particules produites dans l'absorbeur. On fait perdre aux muons une quantité d'énergie égale à la perte la plus statistiquement probable d'après les formules de Peierls et Sternheimer en tenant compte de la forme exacte de l'absorbeur.
- Calcul du nombre de compteurs touchés par les différentes particules dans l'hodoscope T1.
- Calcul de la déflexion des traces dans l'aimant ainsi que leurs impacts dans la chambre CP2.

- f. Détermination des numéros des bandes et des damiers touchés dans les chambres M1 et M2 en tenant compte de la diaphonie entre damiers et damiers inefficaces. [13]
- g. Calcul des bandes touchées dans l'hodoscope T3 en tenant compte de la diffusion multiple dans le mur de fer et le calorimètre.
- h. Simulation du prédéclenchement en utilisant les impacts dans les hodoscopes T1, T2 et T3.
- i. Simulation du déclenchement en utilisant les numéros de damiers touchés dans M1 et M2, suivant la logique décrite au paragraphe 1-3.1.2. Puis, lorsque c'est nécessaire (pour des événements dimuons en faisceau de proton) on simule la matrice de masse par un calcul digitisé en tous points identique à celui effectué par le processeur câblé décrit au paragraphe 1.3.2.3.
- j. Simulation des coupures du programme PATREC. Pour ce faire, on simule les inefficacités de chaque chambre, globale ou locale, et on impose les mêmes contraintes que celles décrites dans le paragraphe 2-1.
- k. Ecriture d'une DST sur bande magnétique identique aux DST d'événements réels, afin de pouvoir utiliser le même programme d'analyse.

Ce programme de simulation a longuement été testé pour l'étude des événements dimuons qui requiert une bonne précision. Pour notre propos, vu la faible statistique des événements que nous étudierons, les erreurs systématiques dues à ce programme de simulation ne sont pas un problème, du moment qu'elles restent inférieures à 20%.

CHAPITRE 3

MODES DE PRODUCTION DE $\psi\psi$ ET $B\bar{B}$

Nous nous proposons dans ce chapitre d'étudier en détail les différents modèles de production actuellement connus d'événements $\Psi\Psi$ et $B\bar{B}$ ainsi que les modes de désintégration de mésons de beauté pouvant conduire à des événements $\Psi\mu^\pm$ ou multimuons.

Dans une première partie nous allons exposer la méthode utilisée pour simuler la production hadronique de $\Psi\Psi$ ou $B\bar{B}$ en partant d'interactions élémentaires parton-parton.

Pour cela nous aurons besoin des fonctions de structure des quarks et des gluons pour les π et les protons ainsi que des fonctions de distribution du moment transverse des partons dans les hadrons. La seconde et la troisième partie de ce chapitre en feront une étude complète.

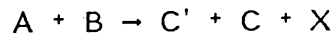
Puis, pour les différents modèles de production de $\Psi\Psi$ et $B\bar{B}$ nous étudierons la section efficace différentielle $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ du processus élémentaire d'interaction qui nous permettra de relier l'état final $\Psi\Psi$ ou $B\bar{B}$ à l'état initial parton-parton.

Dans la cinquième partie, nous calculerons les sections efficaces totales. Nous étudierons en détail leur évolution en fonction de l'énergie, ainsi que les incertitudes dont elles sont entachées.

Ensuite, nous étudierons la désintégration des mésons B en Ψ ou en μ en utilisant exclusivement les résultats expérimentaux les plus récents.

3.1 METHODE GENERALE DE SIMULATION

Le problème que nous nous posons est de trouver une méthode pour simuler complètement la cinématique d'une interaction hadronique du type :



que nous appliquerons aux processus particuliers suivant :

$$\pi^- p \text{ (ou } pp) \rightarrow \psi \psi + X$$

$$\pi^- p \text{ (ou } pp) \rightarrow B \bar{B} + X$$

En se plaçant dans le cadre du modèle des partons indépendants, de telles réactions peuvent être schématiquement représentées par la figure 16 .

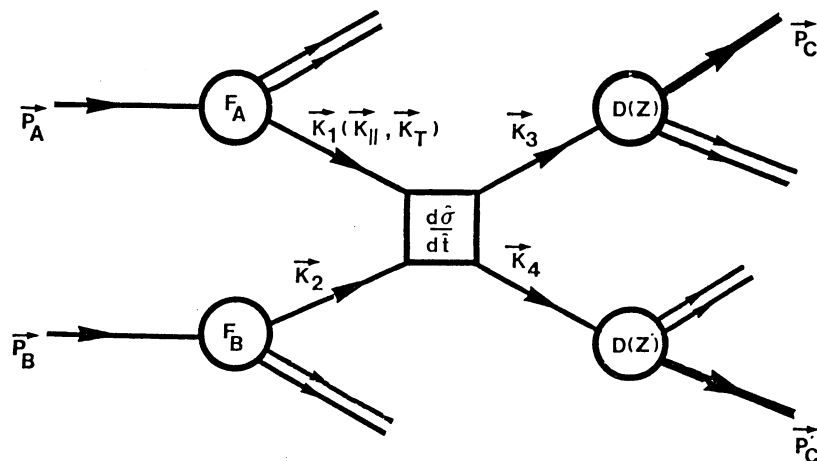


Figure 16: SCHEMA GENERAL D'UNE REACTION HADRONIQUE

ou :- x_1 x_2 :

Fraction d'impulsion emportée par le parton par rapport à l'impulsion totale du hadron :

$$x_i = 2 \cdot k_{i||} / \sqrt{s} \quad i = 1, 2$$

où \sqrt{s} est l'énergie totale disponible dans le centre de masse des hadrons A et B.

$-\vec{k}_t$:

Moment transverse des partons dans les hadrons

$-F_{1/A}(x_1, \vec{k}_{t1}, Q^2)$; $F_{2/B}(x_2, \vec{k}_{t2}, Q^2)$:

fonctions de structure généralisées décrivant la répartition des partons à l'intérieur des hadrons. Q^2 représente l'échelle en énergie de la réaction. Cette variable sera étudiée dans le paragraphe réservé aux fonctions de structure.

- $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$:

Section efficace du processus élémentaire $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ avec $\hat{t} = (k_1 - k_3)^2$ le transfert.

- $D(z)$:

Fonction de fragmentation qui décrit dans ce cas le rhabillage de la particule 3 en hadrons, où z est la fraction d'impulsion du parton 3 emportée par le hadron C.

Avant d'écrire la section efficace de l'interaction hadronique $A + B \rightarrow C + C'$, introduisons les trois variables de Mandelstam :

$$\begin{aligned}\hat{s} &= (k_1 + k_2)^2 \\ \hat{t} &= (k_1 - k_3)^2 \\ \hat{u} &= (k_2 - k_3)^2 \\ \hat{s} + \hat{t} + \hat{u} &= \sum_{i=1,4} m_i^2\end{aligned}\tag{3-1}$$

où les m_i représentent les masses des partons interagissants.

Pour représenter le processus $A + B \rightarrow C + C' + X$ dans le cadre du modèle des partons et lorsque toutes les masses sont fixées, nous avons besoin de huit variables indépendantes. En effet, la réaction $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ est décrite par quatre vecteurs $\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3, \vec{k}_4$; soit douze variables. Les lois de conservation d'énergie-impulsion nous donnant quatre contraintes, huit variables seulement sont indépendantes.

Nous choisissons donc comme variables partoniques les six décrivant l'état initial ; $x_1, x_2, \vec{k}_{t_1}, \vec{k}_{t_2}$; et deux variables de l'état final qui sont :

$$\begin{aligned}\hat{t} &= (k_1 - k_3)^2 \text{ le transfert entre les partons 1 et 3} \\ \phi &= \text{angle azimutal de production}\end{aligned}$$

Nous supposons enfin, pour passer du parton 3 (ou 4) au hadron C (ou C') que la fonction de fragmentation s'écrit simplement :

$$D(z) = \delta(1 - z)\tag{3-2}$$

Ceci signifie que l'impulsion du hadron C est rigoureusement identique à celle du parton 3. Cette hypothèse n'est valable que si la différence de masse entre le hadron C et le parton 3 est faible.

En effet, dans les modèles de fragmentation les plus simples, on suppose généralement que l'impulsion transportée par chaque constituant du hadron est proportionnelle à sa masse. Dans le cas d'un méson B (bu) on aura alors :

$$\begin{aligned} P_b &= m_b/m_B \cdot P_B \\ P_u &= m_u/m_B \cdot P_B \end{aligned}$$

C'est à dire $P_b \approx 0.9 P_B$

Cette hypothèse nous permettra donc par la suite d'assimiler chaque fois que cela sera nécessaire le quark b au méson B.

La section efficace différentielle du processus général $A + B \rightarrow C + C'$ s'écrit alors :

$$d^8\sigma/dx_1 dx_2 d\vec{k}_{t_1} d\vec{k}_{t_2} d\hat{\phi} d\phi = \sum_{1,2} F_{1/A}(x_1, \vec{k}_{t_1}, Q^2) \cdot F_{2/B}(x_2, \vec{k}_{t_2}, Q^2) \times \\ \times d^2\hat{\phi}/d\hat{\phi} d\phi (1 + 2 \rightarrow 3 + 4) \quad (3-3)$$

La somme Σ s'effectue sur toutes les paires de partons tels que le processus $1 + 2 \rightarrow C + C'$ soit possible.

La méthode la plus rigoureuse serait alors de simuler chaque événement suivant son espace de phase généralisé à huit variables et de le pondérer par la fonction de probabilité :

$$G = \sum_{1,2} F_{1/A}(x_1, \vec{k}_{t_1}, Q^2) \cdot F_{2/B}(x_2, \vec{k}_{t_2}, Q^2) \cdot d^2\hat{\phi}/d\hat{\phi} d\phi \quad (3-4)$$

Malheureusement, une méthode de pondération d'événements est souvent difficile à utiliser dans des programmes Monte-Carlo. De plus, nos programmes de simulation n'ont pas été initialement prévus pour utiliser une telle méthode.

La deuxième méthode possible consiste, non pas à tirer les huit variables cinématiques de ce processus suivant son espace de phase, mais à les tirer directement suivant la distribution en probabilité G. Cette méthode nécessite néanmoins d'être aménagée car elle utilise beaucoup trop de temps de calcul.

Nous allons donc essayer de séparer nos variables le plus possible, c'est à dire factoriser encore plus la fonction G.

Signalons tout d'abord que cette fonction est indépendante de l'angle azimutal de production ϕ , puisqu'aucune polarisation n'intervient.

Nous utilisons tout d'abord une factorisation courante pour les fonctions de structure F. [21]

$$F(x, \vec{k}_t, Q^2) = 1/x^* \cdot F(x, Q^2) \cdot f(\vec{k}_t) \quad (3-5)$$

avec : $x^{*2} = x^2 + 4 \cdot \vec{k}_t^2 / s$
 $F(x, Q^2)$ = fonction de structure habituelle
 f = distribution en impulsion transverse des partons dans les hadrons.

La fonction G s'écrit alors :

$$G = F_{1/A}(x_1, Q^2)/x_1^* \cdot F_{2/B}(x_2, Q^2)/x_2^* \cdot f(\vec{k}_{t_1}) \cdot f(\vec{k}_{t_2}) \cdot 1/2\pi \cdot d\hat{\sigma}/d\hat{t} \quad (3-6)$$

Dans les collisions parton-parton, une hypothèse couramment utilisée est de supposer que le choc est pratiquement frontal; donc que \vec{k}_1 et \vec{k}_2 sont colinéaires d'où :

$$x_1^* \approx x_1 \quad \text{et} \quad x_2^* \approx x_2$$

Cette approximation sera d'autant meilleure que l'état final sera massif. En effet, dans ce cas l'impulsion longitudinale de chaque parton initial doit être suffisamment grande pour que l'énergie disponible dans le centre de masse soit supérieure au seuil de production. On a alors $k_{||} \gg k_t$ puisque l'impulsion transverse des partons est relativement faible ($\langle k_t \rangle \approx 0.7 \text{ GeV}/c$).

Notons que dans notre cas, la masse de l'état final est supérieure à 2 fois la masse du ψ (ou du méson B), et donc cette approximation est valide.

La fonction G semble alors complètement factorisée, suivant les variables x_1 , x_2 , \vec{k}_{t_1} , \vec{k}_{t_2} , et \hat{t} .

Malheureusement, la section efficace élémentaire $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ est fonction de \hat{t} et de \hat{s} , la dépendance en \hat{s} étant assez différente d'un processus à un autre. Or \hat{s}

dépend simultanément de x_1 , x_2 , \vec{k}_{t_1} , \vec{k}_{t_2} . La fonction G n'est donc pas factorisée.

Nous allons utiliser une méthode statistique pour résoudre notre problème. Tout d'abord il nous faut extraire la dépendance en \hat{s} de $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$, en trouvant une paramétrisation de :

$$\sigma(\hat{s}) = \int (d\hat{\sigma}/d\hat{t}).d\hat{t}$$

L'algorithme alors utilisé est schématisé dans la figure 17. Une telle méthode sera statistiquement équivalente à la méthode rigoureuse consistant à tirer les 7 variables suivant la distribution $G(x_1, x_2, \vec{k}_{t_1}, \vec{k}_{t_2}, \hat{t})$, à la condition de générer beaucoup d'événements. Elle a en tous cas l'avantage de n'utiliser qu'en fin de programme la fonction $d\hat{\sigma}/d\hat{t}(\hat{s}, \hat{t})$ d'expression complexe, ainsi que nous le verrons par la suite, et donc de réduire considérablement le temps de calcul.

Avant de détailler le calcul des quantités cinématiques de l'état final, explicitons la méthode pour pondérer les événements par $\sigma(\hat{s})$.

Soit σ_{\max} , la borne de la fonction $\sigma(\hat{s})$. Une fois \hat{s} calculé, on choisit un nombre aléatoire x , inférieur à σ_{\max} . Si x est inférieur à $\sigma(\hat{s})$, l'événement est correctement pondéré. Dans le cas contraire, on calcule une nouvelle valeur de \hat{s} .

Cette méthode est statistiquement correcte, si l'on effectue un grand nombre de tirages. Nous limitons le tirage de x entre 0 et σ_{\max} uniquement pour réduire le nombre de tirages infructueux, et gagner du temps de calcul.

A ce stade, il ne nous reste plus qu'à expliciter les relations cinématiques permettant de passer des variables x_1 , x_2 , \vec{k}_{t_1} , \vec{k}_{t_2} , \hat{t} et ϕ , aux quadrivecteurs impulsion énergie k_3 et k_4 de l'état final.

On effectue tout d'abord une transformation de Lorentz pour se placer dans le centre de masse parton-parton, et on choisit comme axe z , l'axe colinéaire au parton projectile. Soient q_1 , q_2 , q_3 , q_4 , les quadrivecteurs de chacun des partons dans ce référentiel.

Nous faisons l'hypothèse : $m_1=m_2=0$ et $m_3=m_4$.

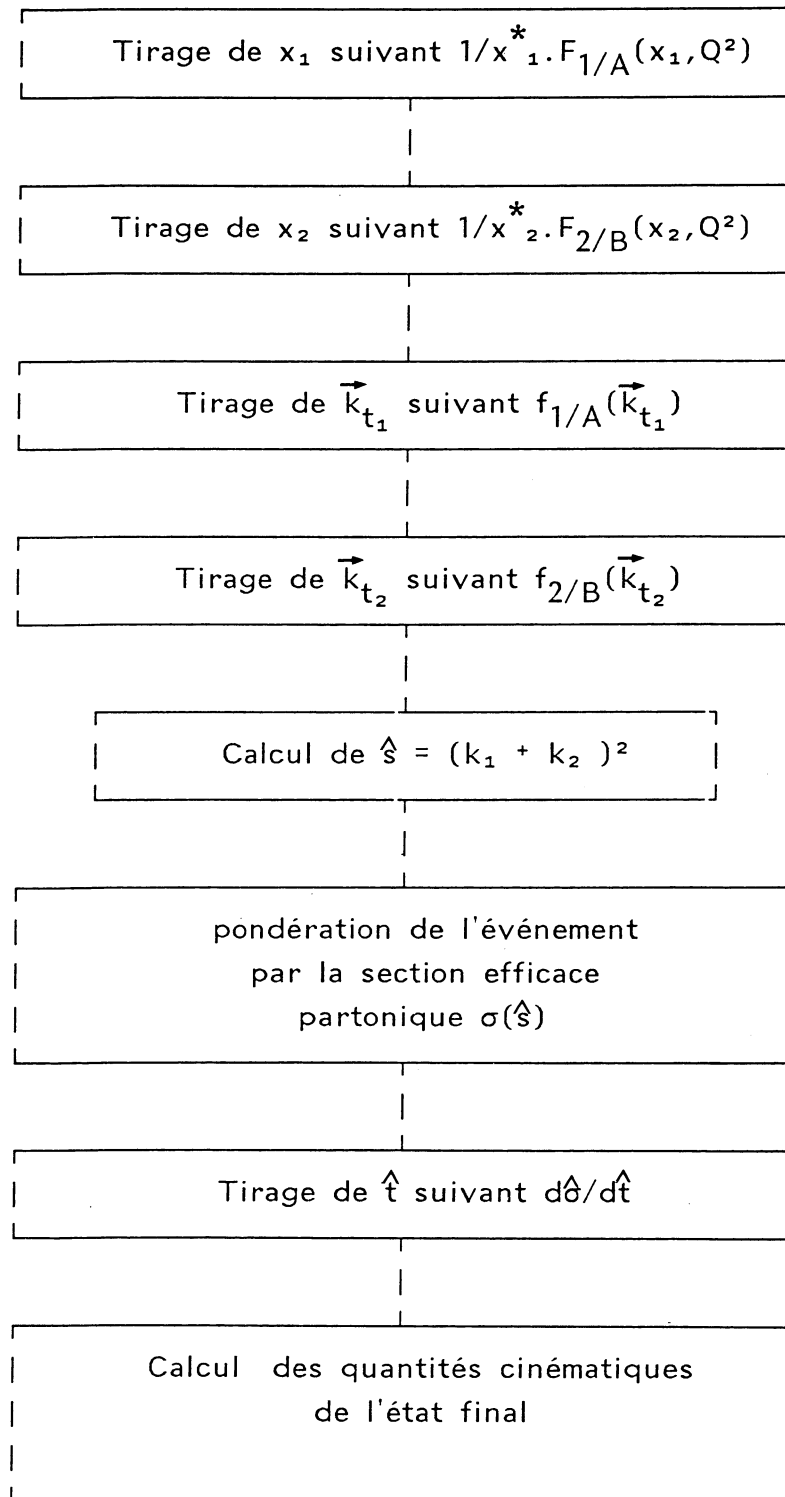


Figure 17: ALGORITHME DE TIRAGE DES QUANTITES CINEMATIQUE

On calcule aisément :

$$\hat{s} = (q_1 + q_2)^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{q}_1 + \vec{q}_2)^2 = 4E_1^2 = (E_1 + E_2)^2$$

où chaque quadrivecteur est défini comme :

$$q_i = (\vec{q}_i, E_i) \quad i=1,4$$

\hat{s} s'exprime aussi en fonction de l'état final :

$$\hat{s} = (E_3 + E_4)^2 = 4E_3^2 = 4(\vec{q}_3^2 + m_3^2) \quad (3-9)$$

$$\text{d'où : } |\vec{q}_3| = (\hat{s}/4 - m_3^2)^{1/2}$$

Nous exprimons maintenant $\hat{t} = (q_1 - q_3)^2$

$$\hat{t} = m_3^2 - 2E_1E_3 + 2\vec{q}_1 \cdot \vec{q}_3$$

Soit θ l'angle que fait \vec{q}_3 avec l'axe z. En utilisant la relation 3-9 on obtient :

$$\hat{t} = m_3^2 - s/2 + \sqrt{\hat{s}} \sqrt{\hat{s}/4 - m_3^2} \cdot \cos\theta$$

$$\cos\theta = \frac{\hat{t} - m_3^2 + \hat{s}/2}{\sqrt{\hat{s}} \cdot \sqrt{\hat{s}/4 - m_3^2}} \quad (3-10)$$

L'angle azimutal étant tiré, le quadrivecteur q_3 est donc entièrement déterminé en utilisant les relations 3-9 et 3-10.

Il ne reste plus alors qu'à faire une transformation de Lorentz inverse pour nous ramener dans le système hadron-hadron, puis éventuellement dans le système du laboratoire.

En conclusion, en partant d'une interaction élémentaire parton-parton, nous avons vu, en explicitant la section efficace totale de production $A + B \rightarrow C + C$, une méthode permettant de simuler d'abord notre état initial $(x_1, x_2, \vec{k}_{t_1}, \vec{k}_{t_2})$ suivant les fonctions de structure.

Nous avons vu qu'il était nécessaire de trouver une paramétrisation de la fonction $\int d\hat{\sigma}/d\hat{t}(\hat{s}, \hat{t}) \cdot d\hat{t}$ pour pondérer nos événements.

Il ne restait plus alors qu'à simuler \hat{t} suivant $d\hat{\sigma}/d\hat{t}(s,t)$, et l'angle azimutal de production suivant une distribution plate entre 0 et 2π .

L'état final est alors parfaitement décrit par ce modèle, à la condition que suffisamment d'événements soient simulés.

Nous allons maintenant étudier les différentes fonctions de répartition dont nous aurons besoin dans nos modèles :

- a. Les fonctions de structure
- b. Les distributions d'impulsion transverse des partons.
- c. Les sections efficaces élémentaires $d\hat{\sigma}/d\hat{t}(\hat{s},\hat{t})$ ainsi que la paramétrisation de $\sigma(\hat{s}) = \int d\hat{\sigma}/d\hat{t}(\hat{s},\hat{t}).d\hat{t}$.

3.2 LES FONCTIONS DE STRUCTURE

L'objet de cette thèse n'étant pas l'étude des fonctions de structure, nous ne décrirons que très sommairement le formalisme attaché à ce concept. Nous verrons par contre que la dépendance en Q^2 de ces fonctions nous impose une hypothèse simplificatrice pour pouvoir utiliser la méthode précédemment exposée.

Puis, nous passerons en revue les fonctions de structure nécessaires à nos modèles. Comme nous voulons étudier des modes de production du type $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$, $gg \rightarrow \psi\psi$, $qg \rightarrow B\bar{B}...$, dans des interactions πp ou pp , nous avons besoin des fonctions de structure des quarks de valence et des quarks de la mer des π et du proton, et des fonctions de structure des gluons.

3.2.1 Généralités

La nécessité d'introduire des fonctions de structure décrivant la structure interne des hadrons, se fit tout d'abord sentir dans les expériences de diffusion profondément inélastique des leptons sur des hadrons (D.I.L).

L'interprétation de ces fonctions fut donnée par la suite par le modèle des partons, puis par le modèle des quarks, qui décrivent les hadrons comme des objets composites. [22]

Dès lors, on utilise ces fonctions pour décrire à l'intérieur des hadrons la répartition en impulsion longitudinale de leurs constituants, supposés libres.

La définition de ces fonctions est simple. Si x représente la fraction d'impulsion qu'emporte le parton (quark ou gluon) par rapport à l'impulsion du hadron, la probabilité de trouver un parton de ce type avec une impulsion comprise entre x et $x + dx$ vaut $f(x).dx$.

Par la suite, les expériences de diffusion inélastique de leptons [23] ont montré que l'on n'avait pas invariance d'échelle, c'est à dire que les fonctions de structure dépendent du Q^2 de la réaction. Le modèle des partons n'était alors plus suffisant pour expliquer cet effet.

La dépendance en Q^2 trouve une explication par la Chromo-dynamique Quantique (QCD), théorie complète de l'interaction forte [24] calquée sur la théorie de l'électrodynamique quantique. Dans cette théorie, le propagateur de l'interaction est le gluon qui peut se coupler soit aux quarks, soit aux gluons eux mêmes.

La conséquence de cette théorie est que des processus de diffusion inélastique où un quark interagit avec un lepton par échange d'un photon virtuel, se trouvent altérés par des processus où un gluon peut être émis par le quark interagissant avant l'interaction. Il en résulte que le photon "voit" une distribution de quarks modifiée par l'émission de gluons.

L'évolution des fonctions de structure en fonction du Q^2 de la réaction a été calculée dans le cadre de QCD. Les équations d'évolution connues sous le nom d'équations d'Altarelli-Parisi [25] permettent, une fois mesurées expérimentalement les fonctions de structure à $Q^2=Q_0^2$ fixé, de déduire leur forme à tous Q^2 .

Avant d'étudier les différentes paramétrisations des fonctions de structure du π et, du proton, nous devons nous poser le délicat problème du choix du Q^2 de la réaction, puisque la forme des fonctions de structure en dépend.

Le choix de l'échelle d'énergie dans les calculs des graphes de QCD est très souvent sujet à controverse. Les justifications données sont principalement d'ordre technique : les calculs des sections efficaces sont plus simples.

La valeur la plus couramment utilisée est $Q^2 = \hat{s}$ (pour le Drell-Yan par exemple). Notons que si nous avions invariance d'échelle, donc indépendance en Q^2 des fonctions de structure, nous n'aurions pas à nous poser ce problème.

La conséquence de cette dépendance, si l'on choisit $Q^2 = \hat{s}$ est que l'on ne peut plus utiliser la méthode de simulation précédemment décrite.

En effet, on ne peut plus tirer indépendamment x_1 , x_2 , \vec{k}_{t_1} et \vec{k}_{t_2} puisque \hat{s} est fonction de ces variables. La factorisation que nous avons obtenue n'est alors plus valable.

Afin de simplifier nos programmes de simulation, nous avons choisi Q^2 constant ainsi que le propose M. Ganguli [26]

$$\begin{array}{ll} Q^2 = \hat{s}_{\min} = 4.m_{\psi}^2 & \text{pour la production directe de } \psi\bar{\psi} \\ Q^2 = 4.m_B^2 & \text{pour la production de } B\bar{B} \end{array}$$

Ce choix influe peu sur les caractéristiques cinématiques de notre état final, car les violations d'invariance d'échelle n'ont pas un effet important sur la forme des fonctions de structure. De plus, la faible statistique des événements que nous étudions, nous rend complètement insensibles à ce genre d'effet.

3.2.2 Fonctions de structure du proton

Ainsi que nous le verrons par la suite, nous avons besoin des fonctions de structure des quarks de valence, des quarks de la mer du proton et de celle des gluons.

La forme générale de ces fonctions a été obtenue en utilisant les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi. Partant d'une mesure à $Q^2 = Q_0^2$, ces équations d'évolution permettent de déduire une paramétrisation complète des fonctions de structure à tous Q^2 .

LES QUARKS DE VALENCE DU PROTON [8]

$$F_p^V(x, Q^2) = 2 \cdot x^a \cdot (1-x)^b \cdot (1 + 11.57x^c) \quad (3-11)$$

avec :

$$\begin{aligned} a &= 0.3543 + 0.4122 s^* \\ b &= 3.833 + 2.868 s^* \\ c &= 1.576 + 2.017 s^* \\ s^* &= \text{Log} \left[\frac{\text{Log}(Q^2/\Lambda^2)}{\text{Log}(Q_0^2/\Lambda^2)} \right] \\ Q_0^2 &= 5 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2 \\ \Lambda &= 0.3 \text{ GeV/c}^2 \end{aligned}$$

LES QUARKS DE LA MER DU PROTON [8]

$$F_p^m(x, Q^2) = 4(0.51 + 0.23s^* - 0.67s^{*2}) \times (1-x)^a \quad (3-12)$$

avec :

$$\begin{aligned} a &= 7.4 - 1.1 s^* + 13.2 s^{*2} - 5 s^{*3} \\ Q_0^2 &= 5 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2 \\ \Lambda &= 0.3 \text{ GeV/c}^2 \end{aligned}$$

LES GLUONS DU PROTONS [27]

$$G_p(x, Q^2) = a(1 + bx^c) \cdot (1-x)^d (Q^2)^e + f \cdot e^{-(gx+hx^3)} \quad (3-13)$$

où les coefficients sont définis par :

$$\begin{aligned} a &= 2.616 + 3.99 s^* + 4.46 s^{*2} \\ b &= 3.5 - 0.68 s^* + 80 s^{*2} \\ c &= 1 + 0.806 s^* \\ d &= 5.9 + 40 s^* + 84.2 s^{*2} - 64 s^{*3} \\ e &= (-0.033 - 0.28 x + 59.1 x^2) \cdot (s^* - s^{*2}) \\ f &= 5.16 s^* - 0.955 s^{*2} \\ g &= -0.48 + 12.2 s^* + 0.38 s^{*2} \\ h &= 29.72 - 32.4 s^* \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned} Q_0^2 &= 5 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2 \\ \Lambda &= 0.4 \text{ GeV/c}^2 \end{aligned}$$

Cette paramétrisation est certes compliquée, mais c'est la seule dont le domaine de validité en Q^2 contient les valeurs que nous utilisons.

3.2.3 Fonctions de structure du pion

Dans le cas des interactions π -p nous n'avons besoin que des fonctions de structure des quarks de valence et des gluons. En effet, lors d'un processus d'annihilation de quarks, l'antiquark est donné par la valence du pion. Il n'est donc pas nécessaire de chercher l'antiquark dans la mer du π ou du proton.

LES QUARKS DE VALENCE DU PION [28]

$$F_{\pi}^V(x, Q^2) = x^a \cdot (1-x)^b \quad (3-14)$$

avec :

$$\begin{aligned} a &= 0.38 - 0.065 s^* \\ b &= 0.95 + 0.72 s^* \\ Q_0^2 &= 25 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2 \\ \Lambda &= 0.5 \text{ GeV/c}^2 \end{aligned}$$

LES GLUONS DU PION [27]

$$G_{\pi}(x, Q^2) = a(1-x)^b + c \cdot (1-x)^d + f \cdot e^{-hx} \quad (3-15)$$

avec :

$$\begin{aligned} a &= 2. - 1.9551 s^* + 0.5096 s^{*2} \\ b &= 3 + 1.445 s^* - 0.5852 s^{*2} \\ c &= 3.7892 s^* - 1.7836 s^{*2} \\ d &= 6.5772 + 4.7147 s^* - 1.9628 s^{*2} \\ f &= 8.1246 s^* - 2.024 s^{*2} \\ h &= 54.8632 - 24.4474 s^* + 8.6888 s^{*2} \\ Q_0^2 &= 3 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2 \\ \Lambda &= 0.5 \text{ GeV/c}^2 \end{aligned}$$

Différentes valeurs de Q_0^2 et Λ sont utilisées dans toutes ces paramétrisations. La valeur de Q_0^2 est bien évidemment déterminée par la fonction de structure initiale sur laquelle on applique les équations d'Altarelli-Parisi.

Le paramètre Λ est le seul paramètre de la Chromodynamique Quantique qui doit être déterminé expérimentalement. Les mesures de Λ étant peu précises au moment des publications de ces paramétrisations, les auteurs ont choisis la valeur la plus probable.

3.3 MOMENT TRANSVERSE DES PARTONS

Les premières expériences sur le Drell-Yan ont montré que les paires de muons produites lors des collisions hadron-hadron, possèdent une impulsion transverse non négligeable, de valeur moyenne de l'ordre de 1 GeV/c.

Dans le cadre du modèle des partons, où la production de dimuons s'explique par un simple processus d'annihilation électromagnétique, la façon la plus naturelle d'interpréter ces résultats est de supposer que les partons initiaux possèdent une impulsion transverse k_t . Une telle hypothèse permet alors de déduire :

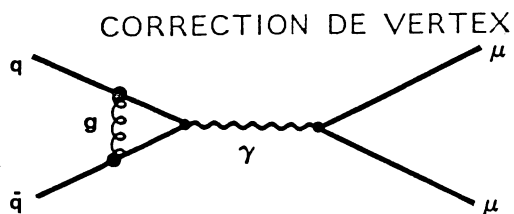
$$\langle k_t \rangle \approx 0.6 - 0.8 \text{ GeV}/c$$

suivant les hadrons considérés. Une telle valeur est élevée comparativement à ce que le modèle simple des partons prédit :

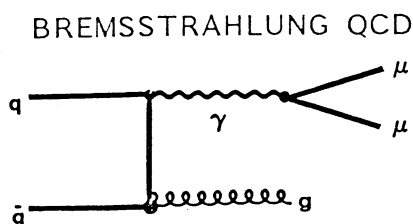
$$\langle k_t \rangle \approx 0.2 - 0.3 \text{ GeV}/c$$

On montre d'autre part que l'impulsion transverse carrée moyenne dépend de l'énergie totale disponible dans le centre de masse hadron-hadron, ainsi que le montre le tableau 7 extrait des données de NA3, concernant les dimuons en π -p à trois énergies différentes. [9]

L'explication de cet effet est une fois de plus donnée par QCD. Au mécanisme simple de production de $\mu^+\mu^-$ par annihilation d'un quark et d'un antiquark vient s'ajouter d'autres contributions représentées par les graphes de Feynman suivants :

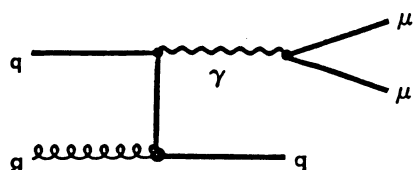


Ce graphe contribue à la section efficace totale, mais ne donne pas de contribution supplémentaire à l'impulsion transverse du dimuon.



Ce graphe comporte l'émission d'un gluon externe. Ce gluon pouvant avoir une impulsion transverse va la communiquer au photon virtuel, donc à la paire de leptons.

COMPTON QCD



Dans ce cas un gluon dans l'état initial interagit avec un quark avec émission d'un photon virtuel. De la même façon ce graphe contribue à donner de l'impulsion transverse à la paire de μ .

Table 7: EVOLUTION DE $\langle P_T^2 \rangle_{\mu\mu}$ POUR $\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- X$

\sqrt{s}	17.3 GeV/c ²	20 GeV/c ²	23.7 GeV/c ²
$m_{\mu\mu}$ GeV/c ²			
4.1-4.7	1.41±0.02	1.65±0.06	1.71±0.04
4.7-5.6	1.43±0.03	1.68±0.07	1.76±0.05
5.6-6.7	1.46±0.04	1.77±0.11	1.81±0.07
6.7-8.5	1.44±0.05	1.77±0.12	1.89±0.08

Il en résulte alors que l'impulsion transverse des dimuons est due au mélange de deux contributions :

- Le moment intrinsèque des partons, indépendant de l'énergie et appelé k_t intrinsèque.
- Les corrections QCD qui dépendent de l'énergie de la réaction. On note k_t QCD les effets de ces corrections.

si on suppose que ces 2 composantes de l'impulsion transverse des partons sont indépendantes, on a :

$$\langle \vec{k}_t^2 \rangle_{\text{effectif}} = \langle \vec{k}_t^2 \rangle_{\text{intr}} + \langle \vec{k}_t^2 \rangle_{\text{QCD}}$$

La valeur actuellement admise, déduite de l'analyse du Drell-Yan et d'estimation théorique de $\langle \vec{k}_t^2 \rangle_{\text{QCD}}$, est :

$$\langle \vec{k}_t^2 \rangle_{\text{int}} \approx 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$$

Le problème qui se pose maintenant est d'utiliser ces résultats dans nos différents modèles de production parton-parton $\rightarrow \psi\psi$ ou $B\bar{B}$. En effet, seul l'ordre le plus bas de QCD a été calculé pour nos différents processus (qui ne donne pas de contribution au k_t). Nous supposons donc pour l'instant que la valeur de $\langle \vec{k}_t^2 \rangle_{\text{effectif}}$ est la même que pour le Drell-Yan, c'est à dire :

$$\langle \vec{k}_t^2 \rangle_{\text{QCD}}^{qq \rightarrow \mu\mu} \approx \langle \vec{k}_t^2 \rangle_{\text{QCD}}^{qq \rightarrow \psi\psi}$$

Nous utiliserons par la suite $\langle \vec{k}_t^2 \rangle_{\text{effectif}} \approx 0.7 \text{ GeV/c}$. Nous verrons lors de l'étude de nos données $\psi\psi$ une méthode permettant d'estimer cette valeur.

La fonction de distribution d'impulsion transverse des partons définie au paragraphe 3-1 est prise identique en π et en proton :

$$f(k_t, \phi) = 1/4 \langle k_t \rangle^2 \times \exp(-\pi k_t^2 / 4 \langle k_t \rangle^2) \quad (3-16)$$

qui est indépendante de l'angle ϕ .

Nous possédons donc tous les éléments pour déterminer les caractéristiques cinématiques de notre état initial parton-parton. Il reste à déterminer maintenant les différents processus d'interaction de ces deux partons pouvant conduire à un état final $\psi\psi$ ou $B\bar{B}$.

3.4 LES PROCESSUS ELEMENTAIRES DE PRODUCTION $\psi\psi$ et $B\bar{B}$

Depuis la publication en Août 1982 [29] de la production d'événements $\psi\psi$ dans les interactions π^-p à 150 et 280 GeV par notre collaboration, de nombreuses publications théoriques ont suivi, qui tentaient d'expliquer une telle production et d'en calculer la section efficace.

La première explication fut donnée à la Conférence Internationale de Paris [30] quelques semaines après notre publication.

Les auteurs proposaient que ces événements $\psi\psi$ soient la première mise en évidence d'un signal de production de mésons $B\bar{B}$ en interaction hadronique. [31]. Pour rendre compte de nos données ils supposaient une section efficace de production de $B\bar{B}$ de l'ordre de 100 nb et un rapport de branchement inclusif du B en ψ de 2%, valeurs surestimées puisqu'actuellement des mesures donnent : $\sigma(B\bar{B}) < 10\text{-}20\text{ nb}$ et $\mathcal{B}(B \rightarrow \psi + X) \approx 1\%$.

Par la suite, un mode direct de production d'événements $\psi\psi$ a été calculé [32] faisant intervenir des diagrammes d'annihilation de quarks ou de fusion de gluons.

Dans cette partie, nous allons décrire chacun des mécanismes de production actuellement calculés. Nous verrons pour cela l'expression mathématique de la section efficace différentielle $d\sigma/dt(s,t)$ ainsi qu'une paramétrisation de $\sigma(\hat{s}) = \int d\hat{\sigma}/d\hat{t} \cdot d\hat{t}$, qui nous l'avons vu précédemment, nous est utile dans notre programme de simulation.

Afin de mieux comprendre les différents aspects de ces processus de production de $\psi\psi$ ou de $B\bar{B}$, nous détaillerons quelques caractéristiques cinématiques des états finals obtenus par l'intermédiaire des variables suivantes.

$x_f^{\psi\psi}, x_f^{B\bar{B}}$	Avec $x_f = 2 \cdot p_{ } / \sqrt{s}$ où $p_{ }$ est l'impulsion longitudinale des $\psi\psi(B\bar{B})$ calculée dans le centre de masse πN ou pN .
$x_f^{\text{lent}}, x_f^{\text{rapide}}$	Valeur minimale et maximale de x_f pour les ψ (B) dans un événement $\psi\psi$ ($B\bar{B}$).
$p_t^{\psi\psi}, p_t^{\psi}$	Impulsion transverse de la paire $\psi\psi$, d'un ψ .
θ^*	Angle de production dans le système du centre de masse de la réaction $1 + 2 \rightarrow \psi + \psi$ ou $1 + 2 \rightarrow b(B) + \bar{b}(\bar{B})$.

3.4.1 Productions directes d'événements $\psi\psi$

Ces processus correspondent à l'annihilation de quarks ou fusion de gluons suivant :

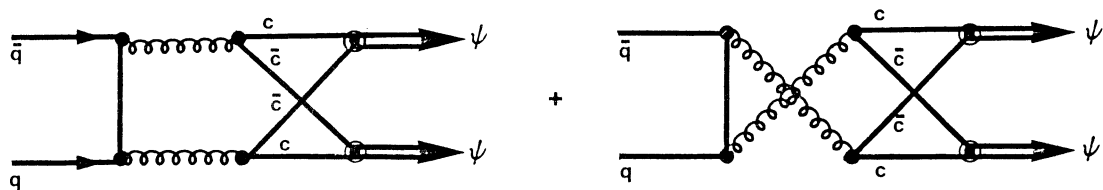
$$q\bar{q} \rightarrow \psi\psi \quad \text{et} \quad gg \rightarrow \psi\psi$$

et ont été calculés à l'ordre le plus bas de QCD perturbatif. La particule ψ est traitée comme l'état fondamental non relativiste d'une paire $c\bar{c}$.

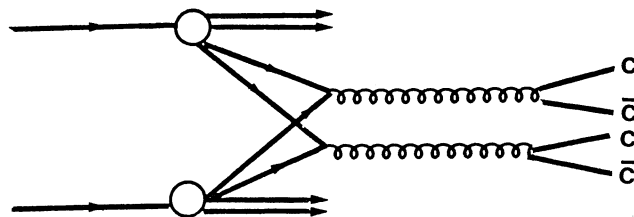
Ce qui signifie que si le ψ possède une impulsion p_ψ , chaque quark qui le constitue a une impulsion $p_i = m_i/m_\psi \times p_\psi$, où m_i représente la masse du quark considéré. Dans notre cas, chaque quark constituant le ψ transporte donc la moitié de l'impulsion totale du ψ .

3.4.1.1 Annihilation de quarks : $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$

A l'ordre le plus bas de QCD (α_s^4), seulement 2 graphes de Feynman décrivent ce processus :



En effet, le mécanisme de double annihilation [34] ne donne pas une grande contribution à la section efficace totale de production. [35]



Une façon simple de s'en convaincre est de remarquer qu'il faut 2 antiquarks pour ce processus. Dans le cas d'interactions πp , ceci nécessite d'utiliser un antiquark de la mer du π ou du proton, et dans les cas d'interactions pp d'utiliser 2 antiquarks de la mer du proton. Nous n'étudierons donc pas ce mode de production, négligeable par rapport à la simple annihilation $q\bar{q}$.

Nous ne tenterons pas non plus d'expliciter les calculs de la section efficace partonique élémentaire de ces processus qui sont hors du présent propos.

La section efficace du processus élémentaire pour une saveur de quark, moyennée sur les états de spin et sommée sur les états de couleurs [35] est :

$$d\sigma/dt(q\bar{q} \rightarrow \psi\psi) = 2/3\pi \times (16\pi\alpha_s/3\hat{s})^4 \times |\Psi(0)|^2/m_\psi \times |\Psi(0)|^2/m_\psi \times \\ \times (3+16y^3-10z^2-24z^2y-24z^4) \quad (3-17)$$

avec : $y = (\hat{t} + \hat{u})/2\hat{s}$ $z = (\hat{t}-\hat{u})/2\hat{s}$
 α_s = constante de couplage de l'interaction forte.
 m_ψ = masse de la particule ψ
 $\Psi(0) = \Psi(r=0)$: fonction d'onde non relativiste à l'origine de la particule ψ où "r" représente la distance séparant les 2 quarks.

Nous reviendrons par la suite, dans le calcul des sections efficaces, sur les valeurs numériques de ces constantes. Pour l'instant elles sont prises arbitrairement.

La figure 18a représente à titre d'illustration la section efficace différentielle élémentaire $d\hat{\sigma}/d\hat{t}(\hat{s}, \hat{t})$ du processus $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$ où l'on a choisi arbitrairement $\hat{s} = 2 \times \hat{s}_{\min}$ pour un transfert \hat{t} variant entre :

$$\hat{t}_{\min} = m_\psi^2 - \hat{s}/2(1 + \sqrt{1-4m_\psi^2/\hat{s}})$$

$$\hat{t}_{\max} = m_\psi^2 - \hat{s}/2(1 - \sqrt{1-4m_\psi^2/\hat{s}})$$

Notons que la variable \hat{t} est directement reliée à l'angle θ^* par la relation :

$$\hat{t} = m_\psi^2 - \hat{s}/2(1 - \sqrt{1-4m_\psi^2/\hat{s}}) \times \cos\theta^* \quad (3-18)$$

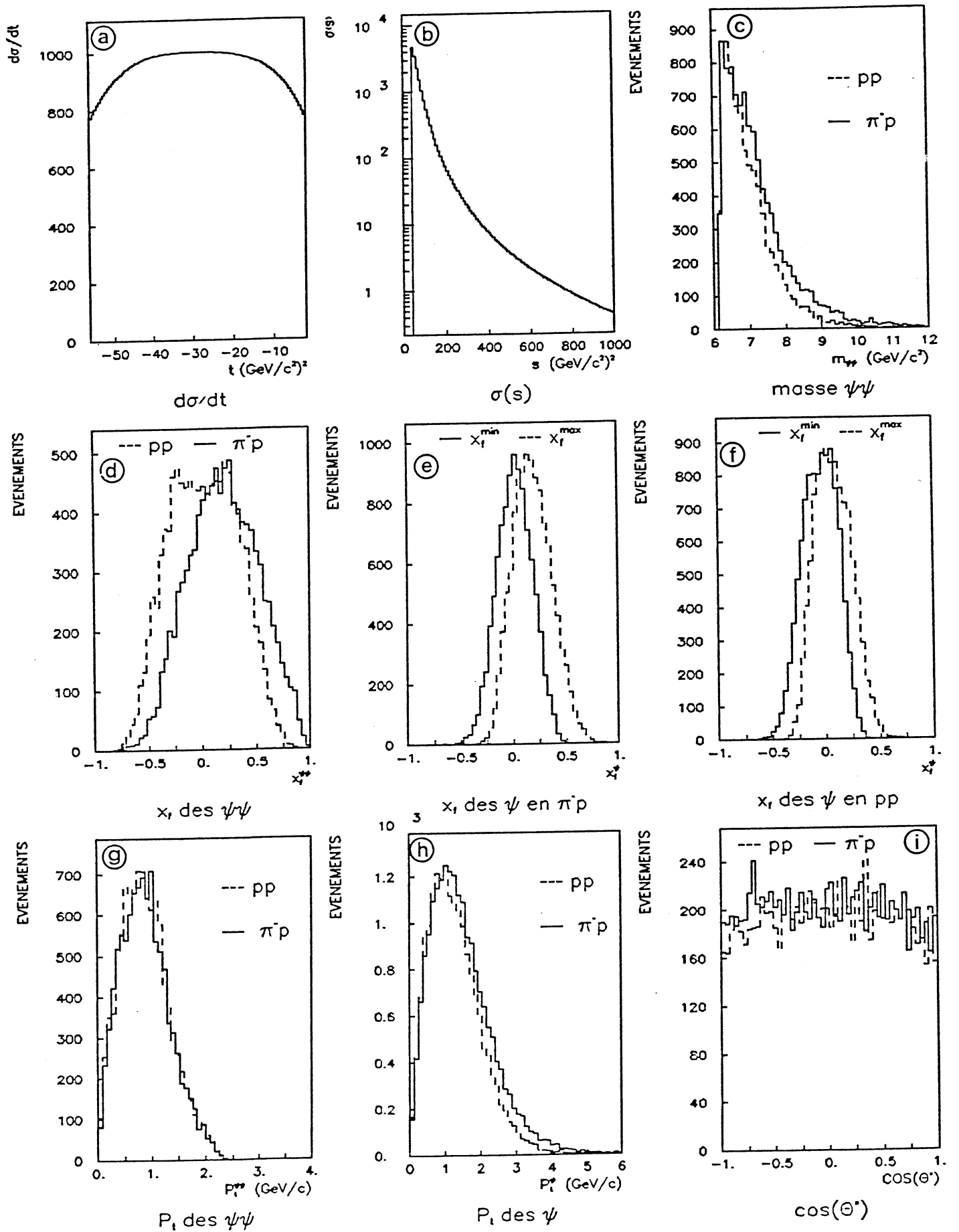
Sur la figure 18b nous avons porté l'évolution de la section efficace en fonction de \hat{s} .

$$\sigma(\hat{s}) = \int d\hat{\sigma}/d\hat{t}(\hat{s}, \hat{t}) \cdot d\hat{t}$$

Nous pouvons calculer explicitement $\sigma(\hat{s})$ en utilisant comme nouvelle variable $\cos\theta^*$. De l'expression 3-18 on tire :

$$d\hat{t} = \hat{s}/2 * \sqrt{1-4m_\psi^2/\hat{s}} \times d(\cos\theta^*)$$

$$\text{D'où : } d\sigma/d(\cos\theta^*) = \hat{s}/2 \times \sqrt{1-4m_\psi^2/\hat{s}} \times d\hat{\sigma}/d\hat{t}$$

Figure 18: PROCESSUS $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$

$\sigma(\hat{s})$ est alors obtenu en intégrant sur $\cos\theta^*$.

$$\sigma(\hat{s}) = \int_{-1}^1 d\sigma/d\cos\theta^* \times d\cos\theta^*$$

L'avantage de ce changement de variable est d'abord que les limites d'intégrations sont constantes et ensuite que l'expression de $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ en fonction de $\cos\theta^*$ est polynomiale.

On a en effet :

$$y = (\hat{t} + \hat{u})/2\hat{s} = m_\psi^2/\hat{s} - 1/2 \quad \text{en utilisant : } \hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = 2m_\psi^2$$

$$z = (\hat{t} - \hat{u})/2\hat{s} = 1/2 \times \sqrt{1-4m_\psi^2/\hat{s}} \times \cos\theta^* \quad \text{en utilisant 3-18}$$

En substituant y et z dans l'expression 3-17 et en intégrant sur $\cos\theta^*$, on trouve aisément :

$$\sigma(\hat{s}) = \frac{\sigma_0}{\hat{s}^3} \times \sqrt{1-4m_\psi^2/\hat{s}} \times \frac{(3-2(1-2m_\psi^2/\hat{s})^3 - 4(1-4m_\psi^2/\hat{s})(1+6m_\psi^2/\hat{s}))}{15}$$

avec $\sigma_0 = 1/3\pi \times (16\pi\alpha_s/3)^4 \times |\Psi(0)|^2/m_\psi \times |\Psi(0)|^2/m_\psi$

dont l'évolution pour $\hat{s} \gg \hat{s}_{\min}$ est :

$$\sigma(\hat{s}) \sim \hat{s}^{-3}$$

Le tableau 8 résume les valeurs moyennes des quantités cinématiques de la figure 18.

3.4.1.2 Fusion de gluons : $gg \rightarrow \Psi\Psi$

Cette contribution calculée à l'ordre le plus bas de QCD [33] représente 31 diagrammes pouvant se classer en trois catégories : couplage quark-gluon, couplage à 3 gluons et couplage à 4 gluons :

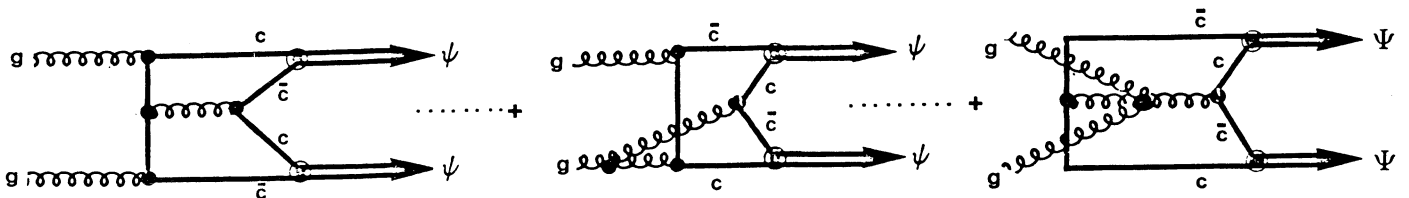
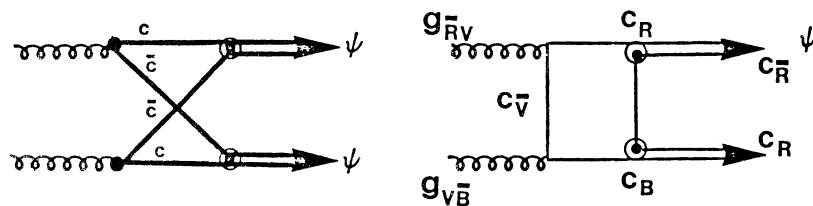


Table 8: VALEURS MOYENNE DES QUANTITES CINEMATQUES POUR $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$ et $gg \rightarrow \psi\psi$ en π^-p et pp

	$q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$		$gg \rightarrow \psi\psi$	
valeurs moyennes	π^- 280	pp 400	π^- 280	pp 400
$m_{\psi\psi} (\text{GeV}/c^2)$	7.2	7.0	7.0	7.1
$x_f^{\psi\psi}$	0.19	0.00	0.04	0.00
$x_f^{\psi} \text{ min}$	0.01	-0.05	-0.08	-0.06
$x_f^{\psi} \text{ max}$	0.18	0.05	0.12	0.07
$p_t^{\psi\psi} (\text{GeV}/c)$	0.88	0.88	0.86	0.89
$p_t^{\psi} (\text{GeV}/c)$	1.56	1.28	1.29	1.29

D'autres diagrammes peuvent être envisagés tels que :



Le premier donne une contribution négligeable puisque sa section efficace hadronique est proportionnelle à la probabilité au carré de la mer charmée. En fait, dans ce processus, il n'y a pas d'interaction à proprement parler.

Le second diagramme est impossible car les paires $c\bar{c}$ doivent être un singlet de couleur. En effet les deux quarks externes couplés au gluon sont soit tous les deux de couleurs, soit tous les deux d'anti-couleurs. Les deux quarks internes étant dans un état singlet de couleur, il est impossible de créer deux particules ψ .

La section efficace du processus élémentaire prend la forme complexe :

$$d\hat{\sigma}/d\hat{t}(gg \rightarrow \psi\psi) = 3/4\pi \times (\pi\alpha_s/3)^4 \times |\Psi(0)|^2/m_\psi \times |\Psi(0)|^2/m_\psi \times \hat{s}^4 \times \frac{\sum_{n=0}^4 y^n C_n(y)}{(\hat{t}-m_\psi^2)^4 (\hat{u}-m_\psi^2)^4} \quad (3-19)$$

avec : $y = (\hat{t} + \hat{u})/2\hat{s}$

Les coefficients $C_n(y)$ sont donnés en appendice. Les figures 19 et le tableau 8 résument les caractéristiques cinématiques de ce processus.

La paramétrisation de la section efficace $\sigma(\hat{s})$ est calquée sur la forme de la section efficace du processus d'annihilation de quarks :

$$\sigma(\hat{s}) = \sigma_0/\hat{s}^\alpha \times \sqrt{1-4m_\psi^2/\hat{s}} \quad \text{avec } \alpha = 2.5$$

où α est déterminé par une méthode d'ajustement sur la forme réelle de $\sigma(\hat{s})$.

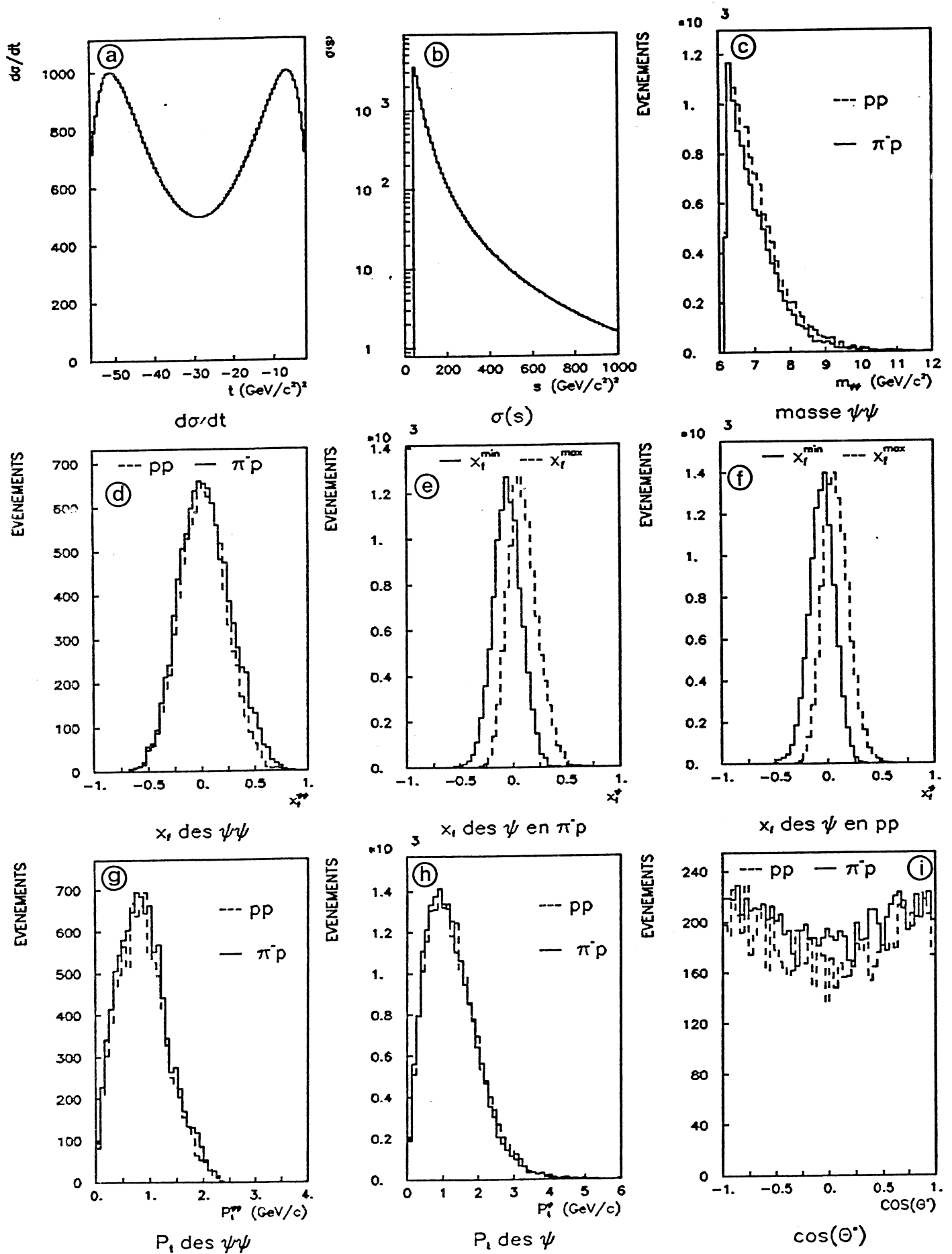
Ces 2 modes de production de $\psi\psi$ sont des productions centrales, ce qui signifie que chaque ψ a oublié les caractéristiques cinématiques des partons initiaux. Tout se passe comme si une particule lourde intermédiaire se désintégrait en $\psi\psi$.

Ces deux processus sont très semblables hormis la distribution en $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ qui présente une vallée dans la zone des transferts intermédiaires pour $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$. La décroissance de la section efficace partonique $\sigma(\hat{s})$ est dans les 2 cas de l'ordre de \hat{s}^{-3} .

3.4.2 Production de $B\bar{B}$:

Les modèles que nous utiliserons pour la production de mésons de beauté sont au nombre de 6, et peuvent être classés en 3 catégories :

- Production directe de $b\bar{b}$ par annihilation de quarks ou fusion de gluons, suivi du rhabillage de chacun des quarks de beauté.
- Production directe de $B\bar{B}$ par des diagrammes de Feynman similaires à la production directe de $\psi\psi$.
- production de mésons $B(b\bar{q})$ où \bar{q} est directement donné par les hadrons interagissant. Ces modes de production ainsi que nous le verrons sont des productions périphériques.

Figure 19: PROCESSUS $gg \rightarrow \Psi\Psi$

3.4.2.1 Production directe de $b\bar{b}$

Nous allons étudier 2 modes de production de $b\bar{b}$:

$$q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} \qquad gg \rightarrow b\bar{b}$$

Signalons, que dans ce cas les quarks b vont se combiner avec des quarks légers provenant de création de paire $q\bar{q}$.

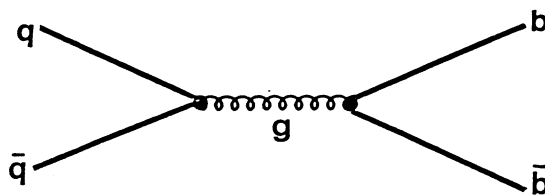
Nous supposons par la suite que la probabilité de transition $b \rightarrow B$ est égale à 1, et que les caractéristiques cinématiques du méson B sont les mêmes que celles du quark b . Ceci revient à utiliser une fonction de fragmentation de la forme :

$$D(z) = \delta(1-z) \qquad \text{où } z = |P_B|/|P_b|$$

Etant donnée la différence de masse entre un quark b et un quark u ou d , cette hypothèse est largement justifiée.

ANNIHILATION DE QUARKS : $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$

Un tel processus est similaire au Drell-Yan $q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-$, et est simplement représenté par :

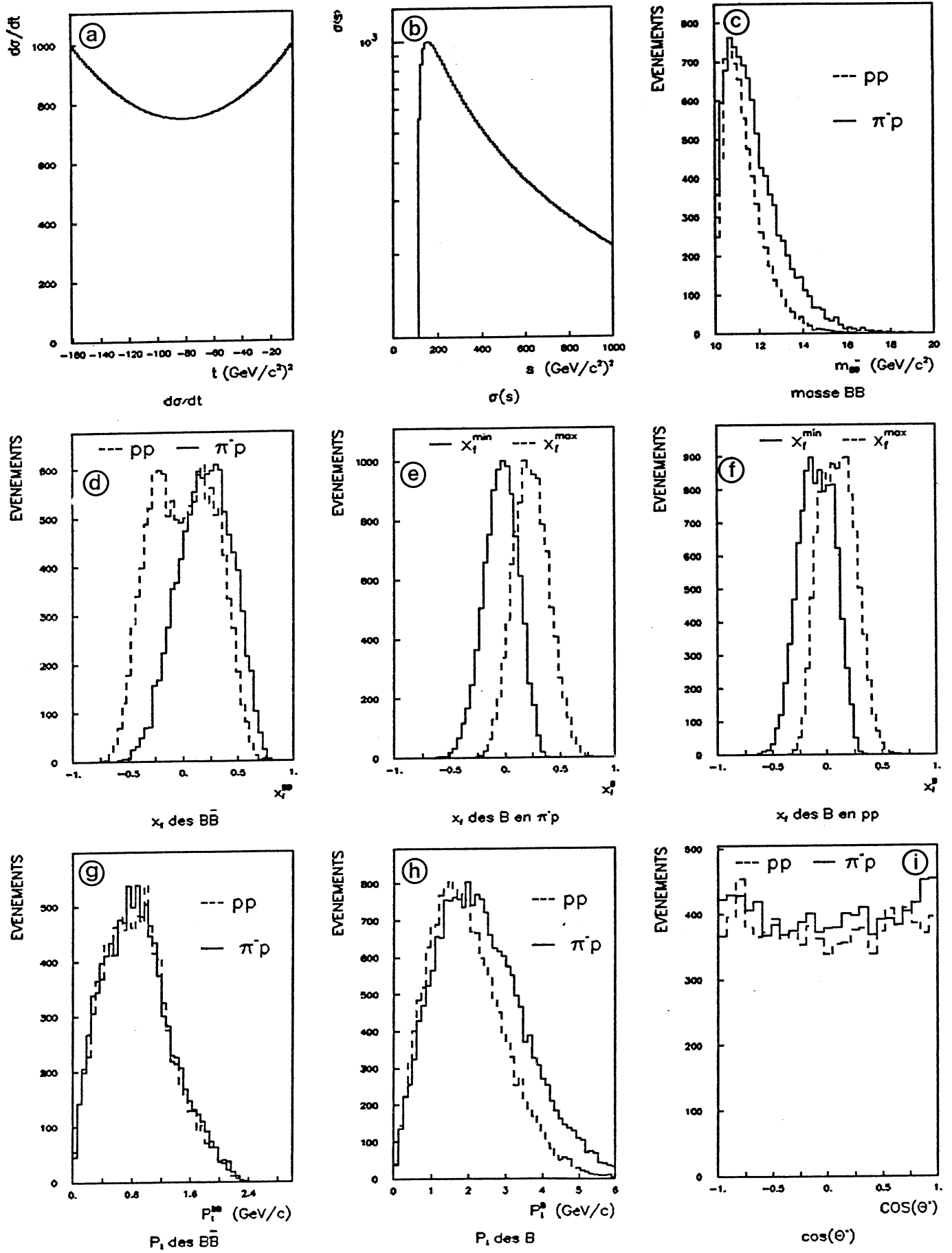


La section efficace différentielle a été calculée dans le cas de production de $c\bar{c}$. [36] Pour la production de $b\bar{b}$ il suffit de substituer la masse du b à celle du c :

$$d\hat{\sigma}/d\hat{t} = 4\pi\alpha_s^2/9\hat{s}^4 \times ((\hat{t}-m_b^2)^2 + (\hat{u}-m_b^2)^2 + 2m_b^2\hat{s}) \quad (3-20)$$

où $m_b = 4.73 \text{ GeV}/c^2$

La figure 20 montre les caractéristiques d'une telle production.

Figure 20: PROCESSUS $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \Psi\Psi$

La figure 20a, montre l'évolution de $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ en fonction de \hat{t} pour $\hat{s} = 2 \times \hat{s}_{\min}$ avec $\hat{s}_{\min} = 4m_b^2$. Le transfert varie entre :

$$\hat{t}_{\min} = m_b^2 - \hat{s}/2(1 + \sqrt{1-4m_b^2/\hat{s}})$$

$$\hat{t}_{\max} = m_b^2 - \hat{s}/2(1 - \sqrt{1-4m_b^2/\hat{s}})$$

Dans ce cas simple on peut calculer explicitement $\sigma(\hat{s})$ (fig 20b) en procédant de la même manière qu'au paragraphe 3-4.1.1

$$\sigma(\hat{s}) = \int_{-1}^1 \hat{s}/2 \times \sqrt{1-4m_b^2/\hat{s}} \times d\hat{\sigma}/d\hat{t} \times d(\cos\theta^*)$$

En utilisant l'expression 3-20, et en exprimant \hat{t} et \hat{u} en fonction de \hat{s} et $\cos\theta^*$, on trouve aisément :

$$\sigma(\hat{s}) = \sigma_0/\hat{s} \times (1 - 4m_b^2/\hat{s})^{1/2} \times (1 + 2m_b^2/\hat{s}) \quad (3-21)$$

avec $\sigma_0 = 8\pi\alpha_s^2/27$

Le tableau 9 donne les valeurs moyennes de ces distributions, ainsi que pour les $\psi\psi$ obtenus par désintégration de chaque B suivant $B \rightarrow \psi + X$ (voir 4-6.1), ceci afin de pouvoir comparer aux modèles précédents. En comparant ces valeurs à celles données dans le tableau 8, on constate que la plus importante différence se trouve dans l'impulsion transverse de la paire $\psi\psi$, qui passe de 0.88 GeV/c pour $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$ à 1.64 GeV/c pour $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \psi\psi$.

Alors que dans le centre de masse $q\bar{q}$, le b et le \bar{b} sont émis en direction opposée, les ψ produits de leur désintégration ne sont plus colinéaires. Il en résulte une composante de l'impulsion transverse non nulle qui vient s'ajouter à l'impulsion transverse $q\bar{q}$, d'où l'effet observé. Nous y reviendrons par la suite dans le paragraphe sur la mesure du k_t intrinsèque des partons.

FUSION DE GLUONS : $gg \rightarrow b\bar{b}$

A l'ordre le plus bas de QCD, 3 diagrammes décrivent ce processus : [36]

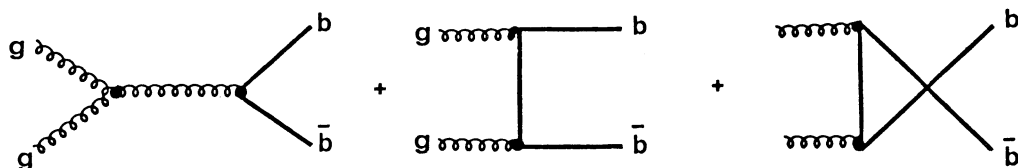


Table 9: CARACTERISTIQUES CINEMATIQUES POUR $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \psi\psi$

valeurs moyennes	π^-p	pp	valeurs moyennes	π^-p	pp
masse $B\bar{B}$ GeV/c ²	11.8	11.3	masse $\psi\psi$ GeV/c ²	7.7	7.3
$x_f^{B\bar{B}}$	0.20	0.0	$x_f^{\psi\psi}$	0.15	0.01
x_f^B min	-0.04	-0.09	x_f^ψ min	-0.03	-0.06
x_f^B max	0.24	0.09	x_f^ψ max	0.18	0.08
$P_t^{B\bar{B}}$ GeV/c	0.87	0.86	$P_t^{\psi\psi}$ GeV/c	1.64	1.64
P_t^B GeV/c	2.25	1.92	P_t^ψ GeV/c	1.9	1.65

L'expression de la section efficace prend la forme complexe suivante :

$$\begin{aligned}
 \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{\pi\alpha_s^2}{\hat{s}^2} & \left[\frac{3(\hat{t}-m_b^2)(\hat{u}-m_b^2)}{4\hat{s}^2} - \frac{m_b^2(\hat{s}-4m_b^2)}{24(\hat{t}-m_b^2)(\hat{u}-m_b^2)} \right. \\
 & + \frac{(\hat{t}-m_b^2)(\hat{u}-m_b^2) - 2m_b^2(\hat{t}+m_b^2)}{6(\hat{t}-m_b^2)^2} \\
 & + \frac{(\hat{t}-m_b^2)(\hat{u}-m_b^2) - 2m_b^2(\hat{u}+m_b^2)}{6(\hat{u}-m_b^2)^2} \\
 & + \frac{3}{8} \times \frac{(\hat{t}-m_b^2)(\hat{u}-m_b^2) + m_b^2(\hat{u}-\hat{t})}{\hat{s}(\hat{t}-m_b^2)} \\
 & \left. + \frac{3}{8} \times \frac{(\hat{t}-m_b^2)(\hat{u}-m_b^2) + m_b^2(\hat{t}-\hat{u})}{\hat{s}(\hat{u}-m_b^2)} \right] \quad (3-21)
 \end{aligned}$$

Pour la transition de $b \rightarrow B$ les hypothèses sont les mêmes que précédemment. La paramétrisation de $\sigma(\hat{s}) = \int d\hat{\sigma}/d\hat{t}.dt$ (fig. 21b) est calquée sur la formule exacte calculée pour $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$.

$$\sigma(\hat{s}) = \sigma_0.(\hat{s} - s_0)^\alpha(\hat{s} + s_1)^{-\beta}$$

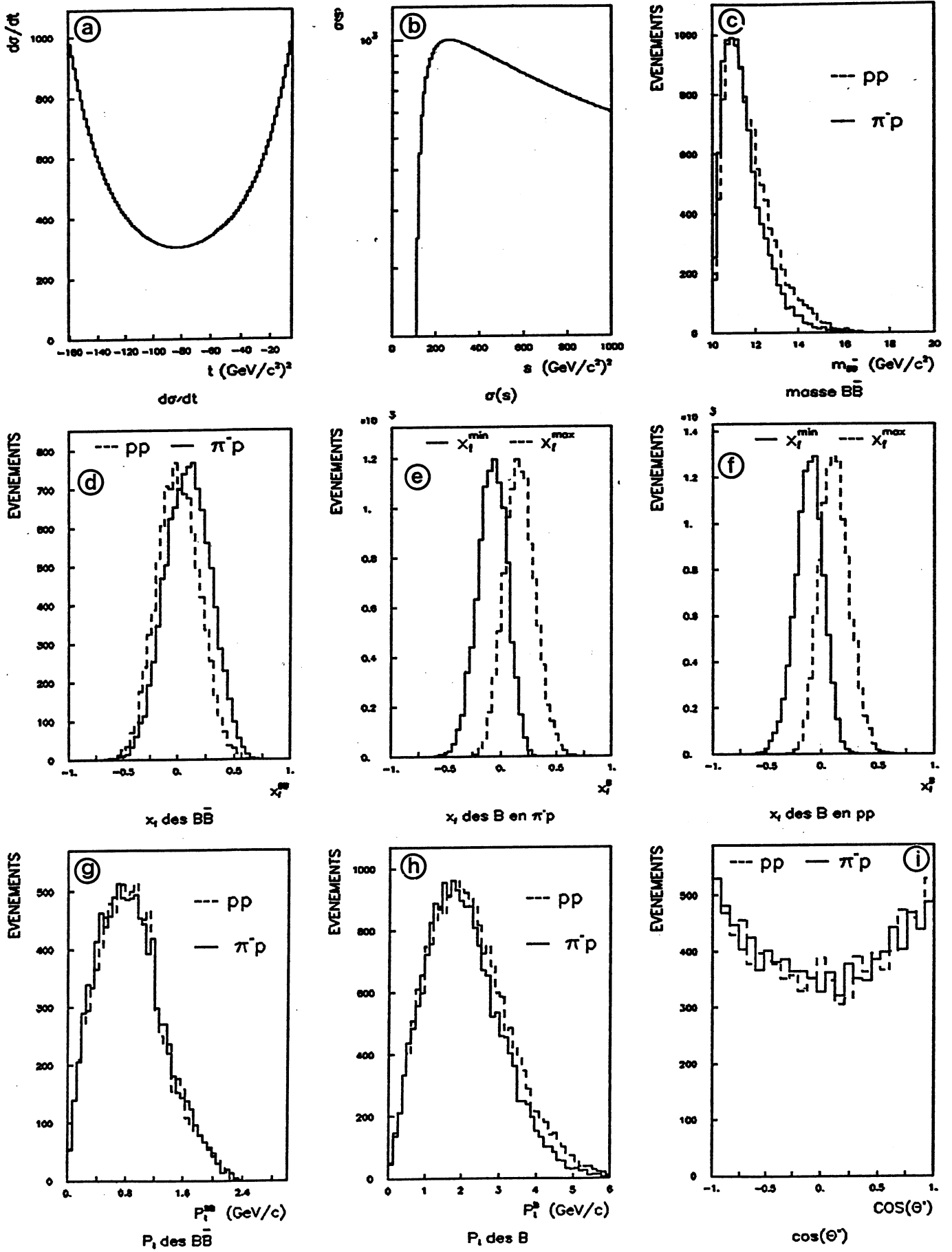
avec :

$$s_0 = 4.m_b^2$$

$$s_1 = 37.15 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$$

$$\alpha = 0.69$$

$$\beta = 1.68$$

Figure 21: PROCESSUS $gg \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \Psi\bar{\Psi}$

Le comportement à grand \hat{s} de $\sigma(\hat{s})$ est en \hat{s}^{-1} , ce qui est semblable à l'annihilation de quarks.

Le tableau 10 donne les valeurs moyennes des distributions des $B\bar{B}$ et des $\psi\psi$ qui en dérivent. Rappelons que la désintégration des mésons B est supposée être à 2 corps, suivant $B \rightarrow \psi + X$ avec $m_X = 1.2 \text{ GeV}/c^2$.

Table 10: CARACTERISTIQUES CINEMATIQUES POUR $gg \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \psi\psi$

valeurs moyennes	π^-p	pp	valeurs moyennes	π^-p	pp
masse $B\bar{B}$ GeV/c^2	11.5	11.7	masse $\psi\psi$ GeV/c^2	7.6	7.5
$x_f^{B\bar{B}}$	0.09	0.0	$x_f^{\psi\psi}$	0.07	0.00
$x_f^B \text{ min}$	-0.08	-0.11	$x_f^\psi \text{ min}$	-0.05	-0.08
$x_f^B \text{ max}$	0.16	0.11	$x_f^\psi \text{ max}$	0.13	0.09
$P_t^{B\bar{B}}$ GeV/c	0.87	0.87	$P_t^{\psi\psi}$ GeV/c	1.63	1.65
P_t^B GeV/c	2.03	2.12	P_t^ψ GeV/c	1.8	1.76

La production de $b\bar{b}$ par annihilation de quarks ou fusion de gluons est une production également centrale, et aux caractéristiques cinématiques comparables à la production directe de $\psi\psi$ (aux corrections de masse près).

Dans les 2 cas les sections efficaces élémentaires présentent une vallée dans la région des transferts intermédiaires. L'évolution de $\sigma(\hat{s})$ est comme \hat{s}^{-3} pour $\hat{s} \gg \hat{s}_{\min}$.

Les caractéristiques des événements $\psi\psi$ obtenus par désintégration de la paire $B\bar{B}$, sont assez voisines des événements $\psi\psi$ produits directement, hormis la distribution en $P_t^{\psi\psi}$ dont la valeur moyenne est deux fois plus élevée dans le cas de production de $b\bar{b}$.

3.4.2.2 Production directe de $B\bar{B}$

Il est possible de produire des paires de mésons B par des processus dont les diagrammes sont identiques à ceux de la production directe de $\psi\psi$. Dans ce cas, le quark léger permettant de passer du quark b au méson B est fourni par l'interaction elle même.

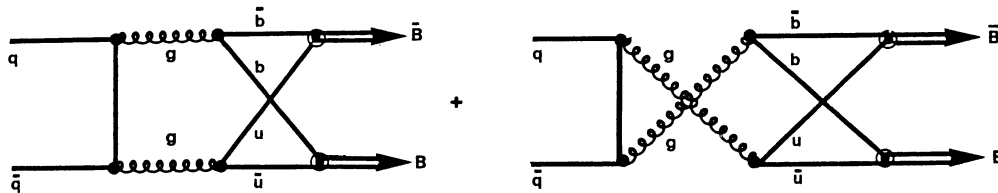
De la même façon, la particule B est traitée comme l'état fondamental non relativiste d'une paire bu. Si le méson B possède une impulsion p, alors chaque quark le constituant possède une impulsion proportionnelle à sa masse :

$$\text{soit : } \begin{aligned} p_b &= m_b/m_B \cdot p \approx 0.9 p \\ p_u &= m_u/m_B \cdot p \approx 0.1 p \end{aligned}$$

où l'on a utilisé : $m_b = 4.73 \text{ GeV}/c^2$, $m_u = 0.52 \text{ GeV}/c^2$ et $m_B = 5.25 \text{ GeV}/c^2$.

ANNIHILATION DE QUARKS : $q\bar{q} \rightarrow B\bar{B}$

Comme pour la production directe de $\psi\psi$, 2 graphes décrivent ce processus :



La section efficace a été calculée par B. Humpert et P. Mery [36] et s'écrit :

$$\begin{aligned} d\hat{\sigma}/d\hat{t}(q\bar{q} \rightarrow B\bar{B}) &= 1/6\pi \times (4\pi\alpha_s/3\hat{s}^2)^4 \times |\Psi_B(0)|^2/m_B \times |\Psi_B(0)|^2/m_B \times \\ &\times (1/\xi_1\xi_2)^6 \times (\hat{u}-\hat{t})^2 \times (\hat{t}\hat{u}-m_B^4) \end{aligned} \quad (3-22)$$

$$\text{avec : } \xi_1 = m_u/m_B \quad \text{et} \quad \xi_2 = m_b/m_B$$

$\Psi_B(0)$ = fonction d'onde à l'origine de l'état lié $b\bar{u}$

Nous reviendrons par la suite sur la valeur numérique de cette constante, étant entendu que pour l'instant nous ne nous préoccupons pas de la normalisation absolue. Les figures 22 donnent les caractéristiques de ce modèle.

La figure 22a représente l'évolution de cette section efficace en fonction de \hat{t} pour $\hat{s}=2 \times \hat{s}_{\min}=8m_B^2$. Elle s'annule aux limites cinématiques et pour \hat{t} moyen, ainsi que le montre le calcul suivant.

En annulant $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ donné par la formule 3-22, on trouve :

$$\begin{aligned}\hat{u} - \hat{t} &= 0 \\ \hat{t}\hat{u} - m_B^2 &= 0\end{aligned}$$

En utilisant $\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = 2.m_B^2$ on obtient :

$$\begin{aligned}t_0 &= m_B^2 - \hat{s}/2 \\ \text{et } t_0^{\pm} &= m_B^2 - \hat{s}/2 \times (1 \pm \sqrt{1 - 4.m_B^2/\hat{s}})\end{aligned}$$

Ceci se répercute tout naturellement sur la distribution angulaire en $\cos\theta^*$ (fig. 22i), que l'on peut écrire :

$$\begin{aligned}d\sigma/d(\cos\theta^*) &= \hat{s}/2 \times \sqrt{1 - 4m_B^2/\hat{s}} \times d\hat{\sigma}/d\hat{t} \\ &= \sigma_0 . \hat{s}^{-3} . (1 - 4m_B^2/\hat{s})^{5/2} \cos^2\theta^* . \sin^2\theta^* \quad (3-23)\end{aligned}$$

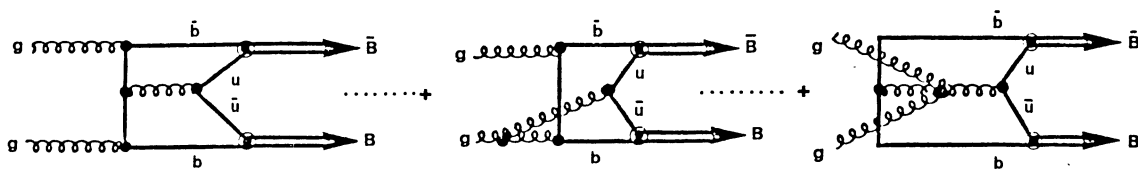
De l'expression 3-23, on tire aisément $\sigma(\hat{s})$ représenté dans la figure 22b, en intégrant sur $\cos\theta^*$:

$$\sigma(\hat{s}) = 4/15 \times \sigma_0 \times \hat{s}^{-3} \times (1 - 4m_B^2/\hat{s})^{5/2}$$

dont le comportement pour $\hat{s} \gg \hat{s}_{\min}$ est en \hat{s}^{-3} , c'est à dire similaire à la production de $\psi\psi$ par le même mécanisme. Le tableau 11 résume les caractéristiques cinématiques de ce modèle pour les paires $B\bar{B}$ et $\psi\psi$.

FUSION DE GLUONS : $gg \rightarrow B\bar{B}$:

De la même façon que pour la production directe de $\psi\psi$, 31 diagrammes de Feynman sont nécessaires pour décrire ce processus à l'ordre le plus bas de QCD.



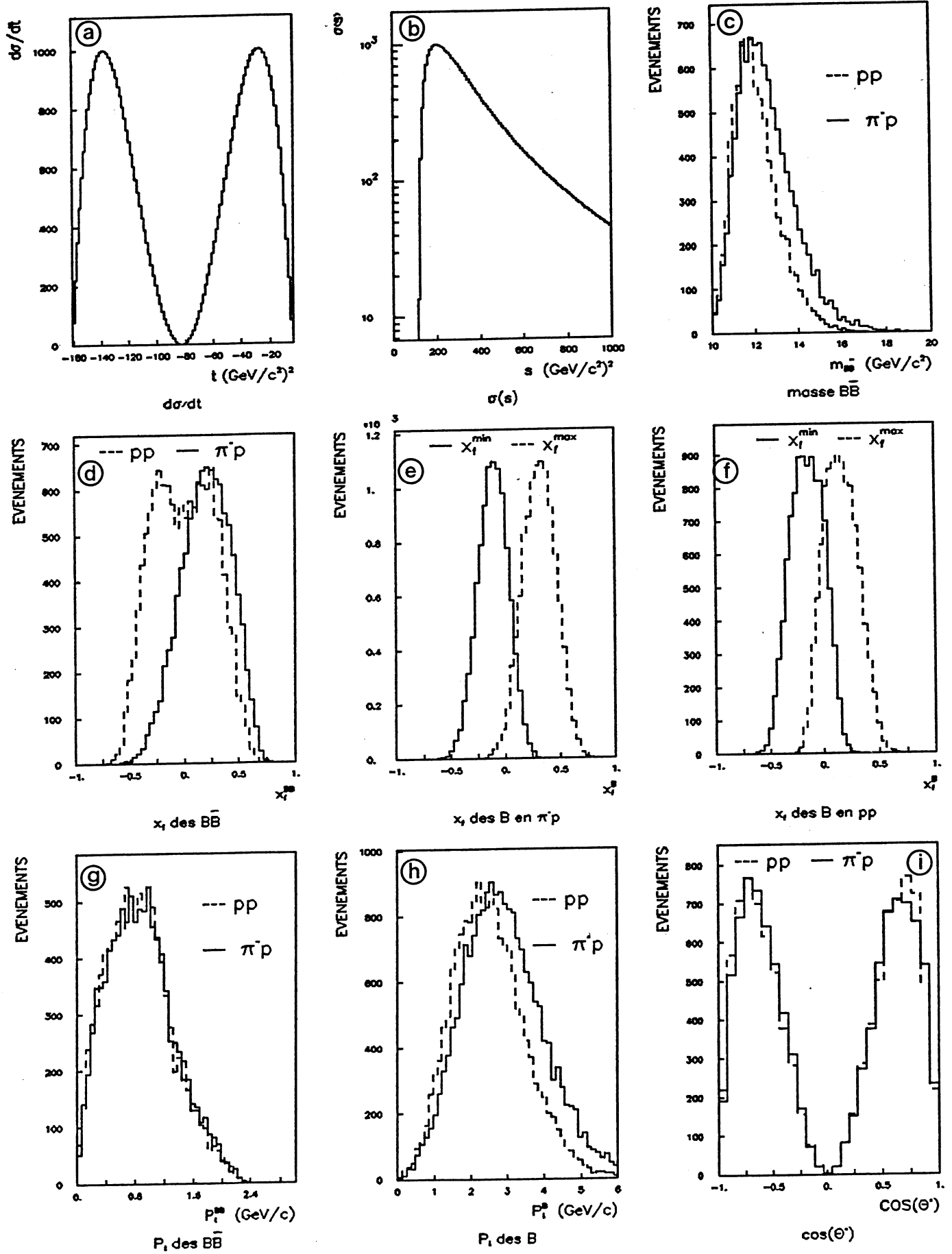
Figure 22: PROCESSUS $q\bar{q} \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \Psi\Psi$

Table 9: CARACTERISTIQUES CINEMATIQUES POUR $q\bar{q} \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \psi\psi$

valeurs moyennes	π^-p	pp	valeurs moyennes	π^-p	pp
masse $B\bar{B}$ GeV/c ²	12.6	12.1	masse $\psi\psi$ GeV/c ²	7.8	7.8
$x_f^{B\bar{B}}$	0.19	0.0	$x_f^{\psi\psi}$	0.15	0.00
x_f^B min	-0.11	-0.16	x_f^ψ min	-0.07	-0.1
x_f^B max	0.31	0.16	x_f^ψ max	0.22	0.11
$P_t^{B\bar{B}}$ GeV/c	0.88	0.87	$P_t^{\psi\psi}$ GeV/c	1.68	1.67
P_t^B GeV/c	2.8	2.5	P_t^ψ GeV/c	2.1	1.9

La section efficace différentielle prend une forme similaire à la production de $\psi\psi$:

$$d\hat{\sigma}/dt(\hat{s}, \hat{t}) = 1/2\pi \cdot (\pi\alpha_s/3)^4 \times |\Psi_B(0)|^2/m_B \times |\Psi_B(0)|^2/m_B \times (1/\xi_1\xi_2)^6$$

$$\times \hat{s}^4 \times \frac{\sum_{l=0,4} \xi_1^l \times F^{(l)}(y,z)}{(\hat{t}-m_B^2)^4 (\hat{u}-m_B^2)^4} \quad (3-24)$$

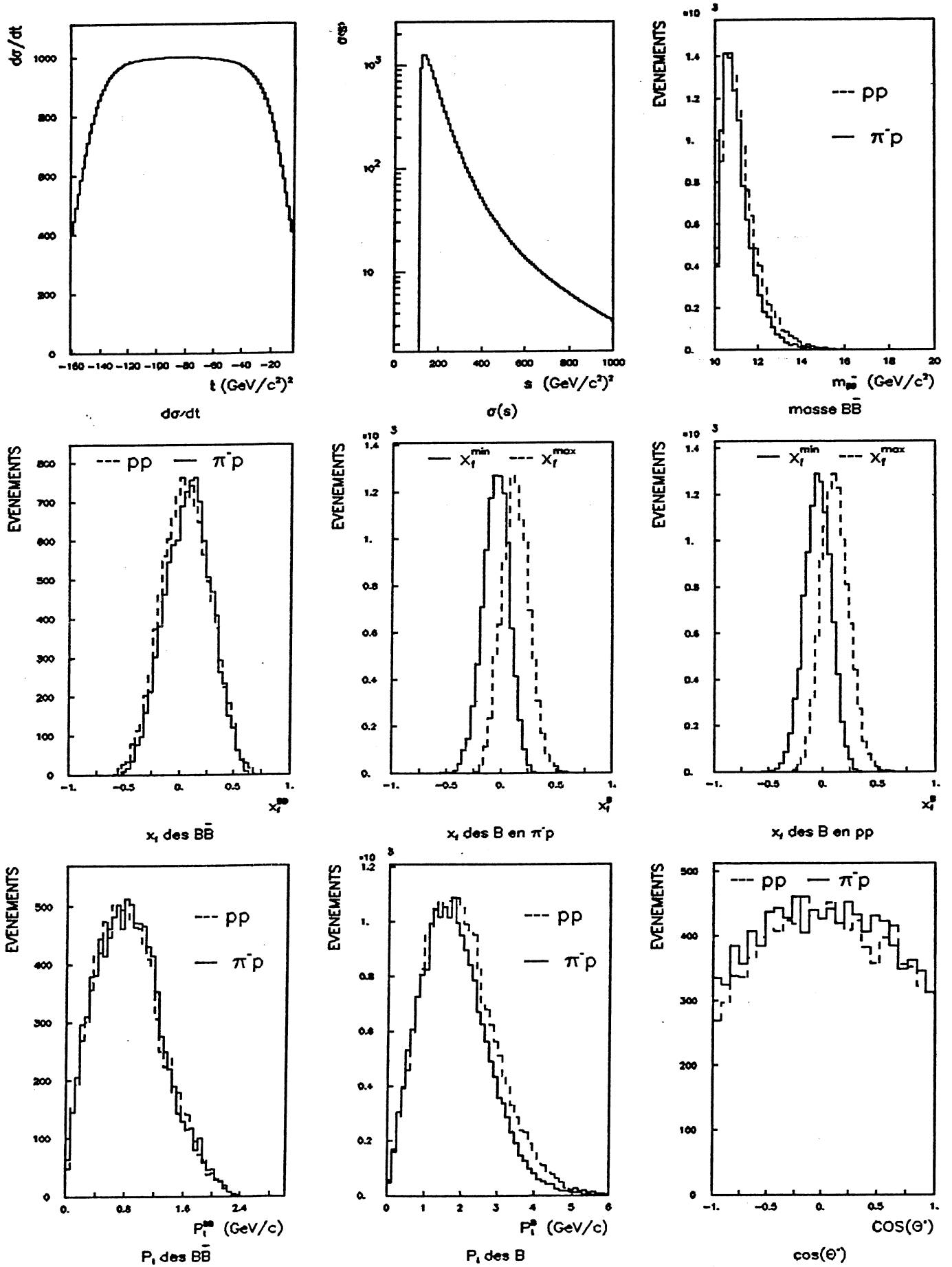
avec : $F^{(l)}(y,z) = \sum_{n=0,4} y^n \cdot C_n^{(l)}(z)$ pour $l=0,1,2$

$$F^{(3)} = -(F^{(1)} + F^{(2)}) \quad \text{et} \quad F^{(4)} = -F^{(3)}$$

Les coefficients $C_n^{(l)}(z)$ sont donnés en appendice, et les définitions des différentes variables au paragraphe 3-4.1.1. Les figures 23 et le tableau 12 résument les caractéristiques de ce modèle.

La section efficace $\sigma(\hat{s}) = \int d\hat{\sigma}/d\hat{t} \cdot d\hat{t}$ est paramétrisée suivant :

$$\sigma(\hat{s}) = \sigma_0 \cdot (\hat{s} - s_{\min})^\alpha \cdot (\hat{s} + s_1)^\beta$$

Figure 23: PROCESSUS $gg \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \Psi\Psi$

avec :

$$\alpha = 0.84$$

$$\beta = -4.4$$

$$s_1 = -18.9 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$$

dont le comportement pour $\hat{s} \gg \hat{s}_{\min}$ est de la forme $\hat{s}^{-3.5}$.

Table 12: CARACTERISTIQUES CINEMATIQUES POUR $gg \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \psi\psi$

valeurs moyennes	π^-p	pp	valeurs moyennes	π^-p	pp
masse $B\bar{B}$ GeV/c ²	11.0	11.2	masse $\psi\psi$ GeV/c ²	7.2	7.2
$x_f^{B\bar{B}}$	0.08	0.01	$x_f^{\psi\psi}$	0.07	0.00
x_f^B min	-0.05	-0.05	x_f^ψ min	-0.04	-0.09
x_f^B max	0.13	0.06	x_f^ψ max	0.11	0.09
$P_t^{B\bar{B}}$ GeV/c	0.87	0.87	$P_t^{\psi\psi}$ GeV/c	1.60	1.65
P_t^B GeV/c	1.8	1.9	P_t^ψ GeV/c	1.6	1.7

La production directe de $B\bar{B}$ par annihilation de quarks ou fusion de gluons, présente des caractéristiques similaires à la production de $\psi\psi$ par les mêmes mécanismes. Ces productions sont aussi du type central, bien que le processus $q\bar{q} \rightarrow B\bar{B}$ donne des distributions en x_F^B minimum et x_F^B maximum très disjointes.

Les caractéristiques des $\psi\psi$ obtenus par désintégration de chaque B, ne présentent pas de grande différence avec la production directe de $\psi\psi$, hormis la distribution en impulsion transverse de la paire.

3.4.2.3 Production périphérique de $B\bar{B}$

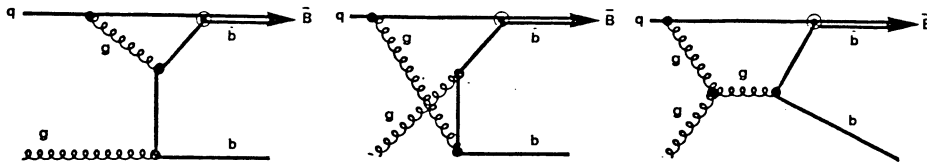
Le terme périphérique est utilisé pour représenter des modes de production, où les mésons B sont constitués avec l'un des quark du hadron cible, ou projectile. La conséquence d'un tel mode de production est que le méson composé de ce quark rapide l'accompagne, et est donc produit soit vers l'avant, soit vers l'arrière.

Nous allons étudier maintenant deux modèles périphériques :

$$qg \rightarrow \bar{B}_r b \quad q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r$$

PERIPHERIQUE SIMPLE : $qg \rightarrow \bar{B}_r b$

Le mode de production à l'ordre le plus bas de QCD est représenté par 3 diagrammes de Feynman [38]



Comme dans les modèles précédents le méson B_r est traité comme l'état fondamental non relativiste $b\bar{u}$. Le quark b restant se combine avec un quark léger ne faisant pas partie de l'interaction principale. Comme pour les mécanismes de production de $B\bar{B}$ nous supposons que la fonction de fragmentation $D(z)$ est une fonction de Dirac.

La section efficace élémentaire de ce processus s'écrit :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{\pi^2 \alpha_s^3}{2592 \hat{s}^3} \times \frac{|\Psi_B(0)|^2}{m_B^2} \times \frac{\sum_{l=0,10} \xi_1^l C^{(l)}}{(\xi_1 \xi_2 (v - \xi_2) (v - \xi_2^2) (w - \xi_1^2))^2} \quad (3-25)$$

où les coefficients $C^{(l)}$ sont fonctions de $w = \hat{s}/m_B^2$ et $v = \hat{t}/m_B^2$. Leur expression est donnée en appendice.

Avant d'aller plus avant dans la description de ce modèle, nous devons remarquer que l'interaction n'a pas la symétrie cible-projectile. Nous pouvons en effet avoir dans les interactions $\pi^- p$ les processus suivants :

$$q_\pi g_p \rightarrow \bar{B}_r b, \quad \bar{q}_\pi g_p \rightarrow B_r \bar{b}, \quad g_\pi q_p \rightarrow \bar{B}_r b, \quad g_\pi \bar{q}_p \rightarrow B_r \bar{b}.$$

Dans le cas des interactions pp, seul le processus $q_p g_p \rightarrow \bar{B}_r b$ est dominant puisque l'antiquark ne peut être donné que par la mer du proton négligeable par rapport aux quarks de valence.

Dans le cas des interactions $\pi^- p$, le processus $g_\pi \bar{q}_p \rightarrow B_r \bar{b}$ est lui aussi négligeable par rapport à $g_\pi q_p \rightarrow \bar{B}_r b$, puisque là aussi nous devons utiliser l'antiquark de la mer du proton.

Pour déterminer l'importance relative du processus $g_\pi q_p \rightarrow \bar{B}_r b$ par rapport à $q_\pi g_p \rightarrow \bar{B}_r b$ et $\bar{q}_\pi g_p \rightarrow B_r \bar{b}$, nous avons calculé les rapports de ces contributions.

$$R = (\sigma(q_\pi g_p \rightarrow \bar{B}_r b) + \sigma(\bar{q}_\pi g_p \rightarrow B_r \bar{b})) / \sigma(g_\pi q_p \rightarrow \bar{B}_r b)$$

Si nous négligeons le k_t intrinsèque des partons initiaux, ce rapport s'écrit :

$$R = \frac{2 \int dx_1 \int dx_2 \cdot G_p(x_2)/x_2 \cdot F_\pi(x_1)/x_1 \cdot \sigma(\hat{s})}{\int dx_1 \int dx_2 \cdot G_\pi(x_1)/x_1 \cdot F_p(x_2)/x_2 \cdot \sigma(\hat{s})} \quad (3-26)$$

Les fonctions G_π , G_p , F_π , F_p sont les fonctions de structure des gluons et des quarks de valence des π et des protons.

Nous avons utilisé une méthode numérique pour calculer ces deux intégrales, et l'on trouve :

$$R = 0.161/0.0077 = 21$$

Les processus dominants sont donc : $q_\pi g_p \rightarrow \bar{B}_r b$ et $\bar{q}_\pi g_p \rightarrow B_r \bar{b}$, comme on pouvait s'y attendre. En effet les quarks du pion étant plus rapides que ceux du proton, il est plus probable d'avoir une collision à haute énergie. Dans les interactions $\pi^- p \rightarrow B_r b$, nous n'étudierons que les modes dominants.

Les figures 24 et le tableau 13 résument les caractéristiques de ce modèle. On notera en particulier la forme de $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ (fig. 24a) caractéristique des productions périphériques.

La paramétrisation de $\sigma(\hat{s})$ que nous utilisons est :

$$\sigma(\hat{s}) = \sigma_0 \cdot (\hat{s} - s_0)^\alpha \cdot (\hat{s} + s_1)^{-\beta}$$

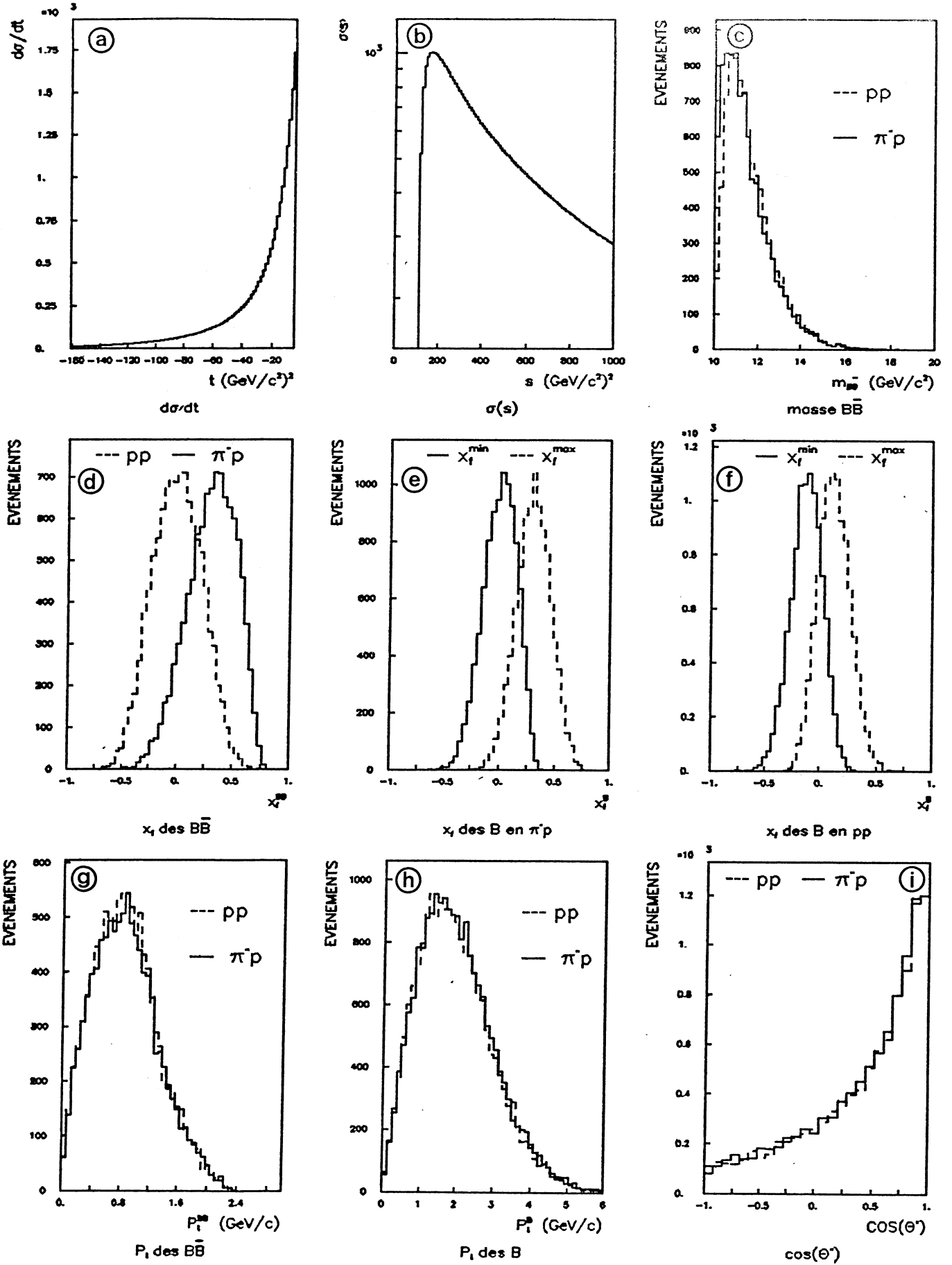
Figure 24: PROCESSUS $qq \rightarrow \bar{B}_r b \rightarrow \psi\psi$

Table 13: CARACTERISTIQUES CINEMATIQUES POUR $q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r b \rightarrow \psi\psi$

valeurs moyennes	π^-p	pp	valeurs moyennes	π^-p	pp
masse $B\bar{B}$ GeV/c ²	11.5	11.6	masse $\psi\psi$ GeV/c ²	7.5	7.5
$x_f^{B\bar{B}}$	0.30	0.00	$x_f^{\psi\psi}$	0.22	0.00
x_f^B min	0.0	-0.13	x_f^ψ min	0.0	-0.08
x_f^B max	0.30	0.13	x_f^ψ max	0.22	0.08
$P_t^{B\bar{B}}$ GeV/c	0.87	0.87	$P_t^{\psi\psi}$ GeV/c	1.60	1.6
P_t^B GeV/c	1.9	1.9	P_t^ψ GeV/c	1.7	1.6

avec :

$$s_0 = s_{\min} = (m_b + m_B)^2$$

$$s_1 = -30.5 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$$

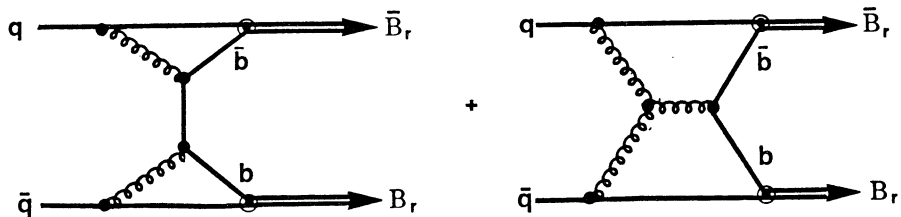
$$\alpha = 0.65$$

$$\beta = 1.54$$

Dont le comportement pour $\hat{s} \gg \hat{s}_{\min}$ est \hat{s}^{-1} .

PERIPHERIQUE DOUBLE : $q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r$

Ce deuxième type de production périphérique est représenté par les diagrammes de Feynman suivant :



La section efficace prend la forme [35]

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{\pi^3 \alpha_s^4}{27 \hat{s}^4} \times \frac{|\Psi_B(0)|^4}{m_B^2} \times \frac{\sum_{l=0,6} \xi_1^l C(l)}{(\xi_1 \xi_2 (v - \xi_2)^2 (v - \xi_2^2))^4} \quad (2-27)$$

où les coefficients $C^{(I)}$ sont fonctions de $w=\hat{s}/m_B^2$ et $v=\hat{t}/m_B^2$. Dans le cas des interactions π^-p nous n'avons étudié que le processus $\bar{q}_\pi q_p \rightarrow B_r \bar{B}_r$, dominant par rapport à $q_\pi \bar{q}_p \rightarrow \bar{B}_r B_r$.

Les figures 25 et le tableau 14, résument les caractéristiques cinématiques de ce mode particulier. On remarquera la distribution très pointue de $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ autour de $\hat{t}=\hat{t}_{\min}$.

La paramétrisation de la section efficace est :

$$\sigma(\hat{s}) = \sigma_0 \cdot (\hat{s} - s_{\min})^\alpha \cdot (\hat{s} + s_1)^{-\beta}$$

avec :

$$\begin{aligned} s_1 &= 123 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2 \\ \alpha &= 1.8 \\ \beta &= 3.1 \end{aligned}$$

qui se comporte à grand \hat{s} comme $\hat{s}^{-1.3}$

CONCLUSION : Nous venons de passer en revue 8 processus de production de $\psi\psi$ et $B\bar{B}$.

La production directe de $\psi\psi$ par annihilation de quarks ou fusion de gluons est centrale, c'est à dire $\langle x_f^\psi \rangle$ proche de 0. Les caractéristiques cinématiques de ces 2 modes de production de $\psi\psi$ sont comparables.

Nous avons vu ensuite que sur les 6 modèles de production de $B\bar{B}$, 4 sont du type central, et 2 du type périphérique. Les distributions en $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ sont soit symétriques par rapport à $(\hat{t}_{\max} - \hat{t}_{\min})/2$ pour les modèles centraux, soit très asymétriques et maximum à \hat{t}_{\min} pour les modèles périphériques.

La section efficace intégrée : $\sigma(\hat{s}) = \int d\hat{\sigma}/d\hat{t} \times d\hat{t}$ varie pour $\hat{s} \gg \hat{s}_{\min}$ comme \hat{s}^{-3} pour la production de $\psi\psi$ et $B\bar{B}$, et comme \hat{s}^{-1} pour la production de $b\bar{b}$ et dans les modes périphériques.

Enfin, si l'on fait se désintégrer chaque B en ψ , les événements $\psi\psi$ ainsi obtenus ont une masse invariante plus élevée que pour les productions directes, et surtout une impulsion transverse 2 fois plus importante :

$$\langle P_t^{\psi\psi} \rangle \approx 1.6 \text{ GeV/c.}$$

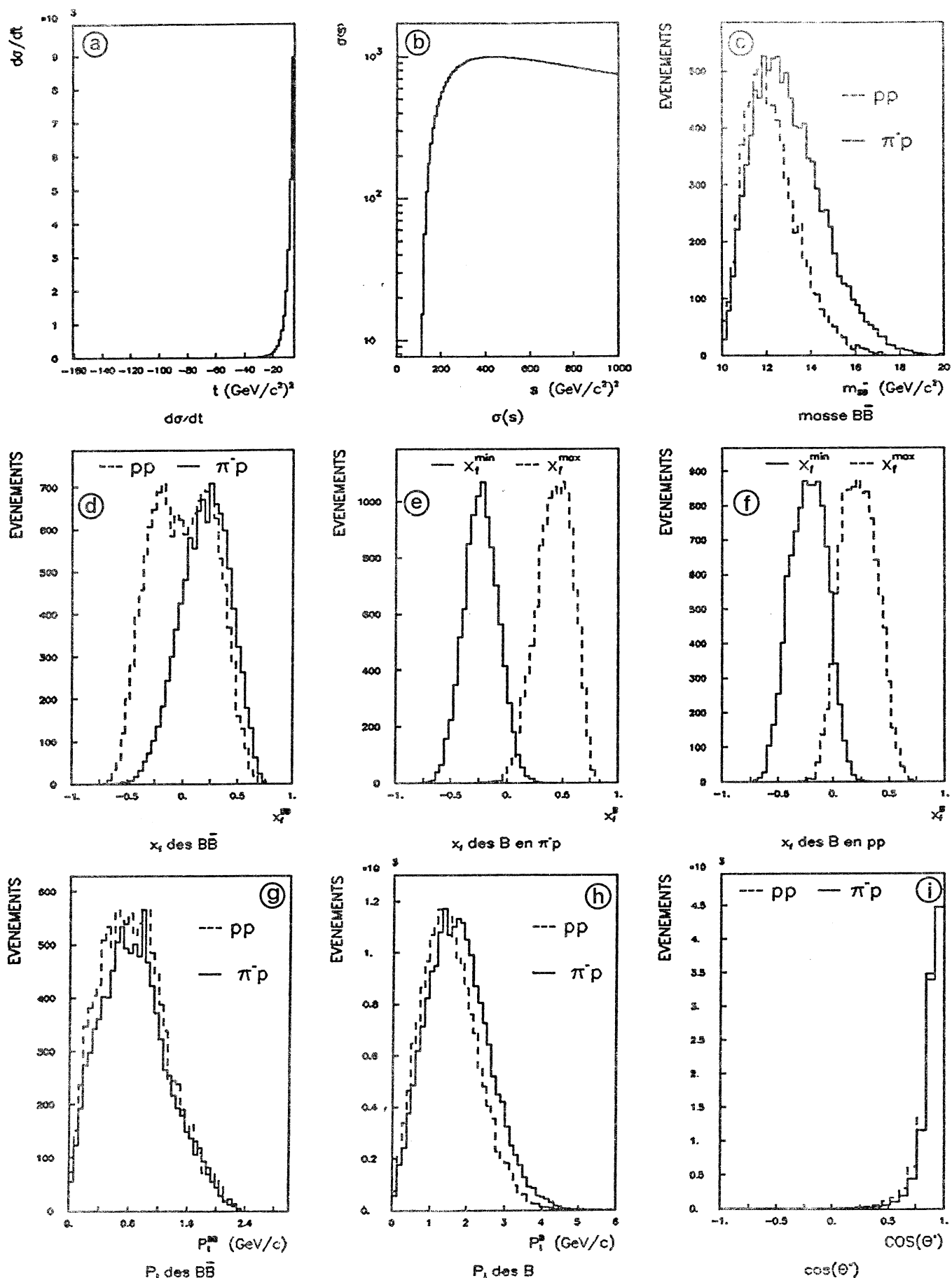
Figure 25: PROCESSUS $q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r \rightarrow \Psi\Psi$

Table 14: CARACTERISTIQUES CINEMATIQUES POUR $q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r \rightarrow \psi\psi$

valeurs moyennes	π^-p	pp	valeurs moyennes	$\pi-p$	pp
masse $B\bar{B}$ GeV/c ²	13	12.3	masse $\psi\psi$ GeV/c ²	8.5	8.0
$x_f^{B\bar{B}}$	0.20	0.00	$x_f^{\psi\psi}$	0.15	0.00
x_f^B min	-0.23	-0.23	x_f^ψ min	0.14	-0.14
x_f^B max	0.43	0.23	x_f^ψ max	0.29	0.14
$P_t^{B\bar{B}}$ GeV/c	0.88	0.87	$P_t^{\psi\psi}$ GeV/c	1.60	1.6
P_t^B GeV/c	1.8	1.6	P_t^ψ GeV/c	1.5	1.5

Avant de voir les différents modes de désintégration des mésons B pouvant conduire à des événements $\psi\psi$, $\psi\mu$, et multimuons, nous allons calculer les sections efficaces totales de ces différents processus.

3.5 CALCUL DES SECTIONS EFFICACES TOTALES

Nous nous proposons dans ce paragraphe de calculer complètement les sections efficaces des 8 processus précédemment décrits. Nous verrons tout d'abord les sections efficaces partoniques, en définissant les différentes constantes que nous avons laissées de côté. Puis, nous calculerons les sections efficaces hadroniques totales, et leurs dépendances en fonction des paramètres $\alpha_s(Q^2)$, Q^2 , et k_t , qui ne sont pas toujours clairement déterminés.

3.5.1 Sections efficaces partoniques

La section efficace partonique est simplement définie par l'intégrale sur t de la section efficace différentielle $\hat{d}\sigma/\hat{d}t$ du processus élémentaire $1+2 \rightarrow 3+4$.

$$\sigma(\hat{s}) = \int_{\hat{t}_{\min}}^{\hat{t}_{\max}} d\hat{\sigma}/d\hat{t} \cdot d\hat{t}$$

Les bornes d'intégration, obtenues en négligeant la masse des partons initiaux, $m_1=m_2=0$ et dans le cas simple ou $m_3=m_4=m$, sont :

$$\hat{t}_{\pm} = m^2 - \hat{s}/2 \times (1 \pm \sqrt{1-4m^2/\hat{s}}) \quad (3-28)$$

Dans les expressions des sections efficaces différentielles interviennent 3 constantes que nous devons définir : $\alpha_s(Q^2)$, $|\Psi(0)|^2$, $|\Psi_B(0)|^2$.

La constante de couplage des interactions fortes s'écrit :

$$\alpha_s(Q^2) = 12\pi/25 \log(Q^2/\Lambda^2)$$

Nous avons choisi [26] $\Lambda = 0.5 \text{ GeV}$ et $Q^2=Q_{\min}^2 = (m_3+m_4)^2$, ce qui nous donne :

$$\begin{aligned} \alpha_s(Q^2) &= 0.3 && \text{pour la production de } \psi\psi \\ \alpha_s(Q^2) &= 0.25 && \text{pour la production de } B\bar{B} \text{ ou } b\bar{b} \end{aligned}$$

Dans le cas des mésons vecteurs, on montre [40] que la densité de probabilité à l'origine $|\Psi(0)|^2$ [39] est liée à la largeur de désintégration leptonique :

$$\Gamma(\psi \rightarrow l^+ l^-) = 16\pi\alpha^2 e_c^2 \cdot |\Psi(0)|^2 / m_\psi^2 \quad (3-29)$$

où α représente la constante de structure fine et e_c la charge du quark charmé c . La valeur de $\Gamma(\psi \rightarrow e^+ e^-)$ est bien connue [41].

$$\Gamma(\psi \rightarrow e^+ e^-) = 4.8 \text{ KeV}$$

On obtient alors :

$$|\Psi(0)|^2 = 0.0387$$

Pour le cas des mésons B, $|\Psi_B(0)|^2$ est différent. Dans le cas particulier d'un potentiel d'interaction du type $V(r)=\lambda r^V$ on montre que la fonction d'onde à l'origine d'un système qQ est : [42].

$$|\Psi(0)|^2 \sim \mu^{3/(2+\nu)}$$

où μ représente la masse réduite du système : $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$.

Malheureusement la valeur de ν est mal déterminée, et le potentiel d'interaction a certainement une forme plus complexe. Quoi qu'il en soit, l'étude de la famille du ψ et du Υ va en faveur de $\nu \approx 0.3$. En utilisant la largeur de désintégration leptonique du Υ : $\Gamma(\Upsilon \rightarrow e^+ e^-) = 1.2 \text{ KeV}$, et les expressions 3-29 et 3-30, on en déduit :

$$|\Psi_{\Upsilon}(0)|^2 = 0.118 \mu^{3/(2+\nu)}$$

qui pour le méson B donne :

$$|\Psi_B(0)|^2 = 0.044$$

Notons que si l'on avait utilisé le ψ pour déterminer le coefficient de proportionnalité, on aurait obtenu un résultat 2 fois plus faible. Nous ne devons donc pas oublier par la suite la grande incertitude de cette détermination.

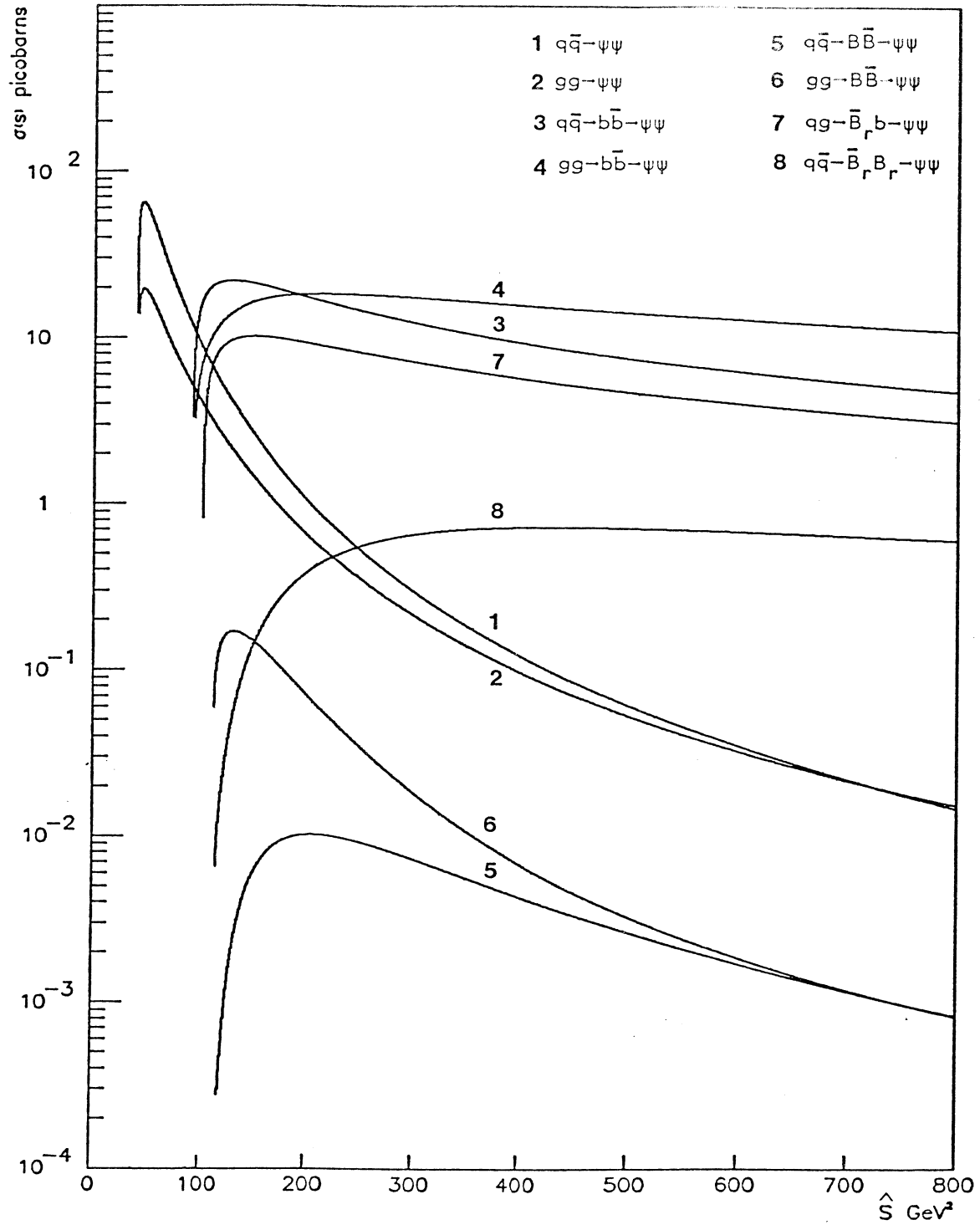
Nous pouvons maintenant calculer complètement les sections efficaces partoniques, en n'oubliant pas de les diviser par 2 dans le cas de production directe de $\psi\psi$, puisque les particules de l'état final sont indiscernables.

La figure 26 montre l'évolution des sections efficaces partoniques en fonction de s , étant entendu que dans le cas de production de $\psi\psi$ par l'intermédiaire de BB, nous les avons multipliées par le rapport de branchement du B en ψ égale à 1 %. [49] De plus nous avons supposé chaque fois que cela était nécessaire que la probabilité de transition du quark b en méson B est égale à 1.

On remarque que la production de $\psi\psi$ par annihilation de quarks est dominante pour s proche du seuil, mais que dès le seuil BB passé, la production est largement dominée par $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \psi\psi$ et $gg \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \psi\psi$, malgré le facteur 10^{-4} provenant du rapport de branchement au carré du B en ψ .

A $\hat{s}=200 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ les valeurs typiques des sections efficaces partoniques sont :

$$\begin{aligned} \sigma(q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \psi\psi) &\approx \sigma(gg \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \psi\psi) \geq \sigma(qg \rightarrow \bar{B}_r b \rightarrow \psi\psi) \approx 10 \text{ pb} \\ \sigma(q\bar{q} \rightarrow \psi\psi) &\approx 2 \cdot \sigma(gg \rightarrow \psi\psi) \approx 4 \cdot \sigma(q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r \rightarrow \psi\psi) \approx 1 \text{ pb} \\ \sigma(gg \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \psi\psi) &\approx 6 \cdot \sigma(q\bar{q} \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \psi\psi) \approx 0.1 \text{ pb} \end{aligned}$$

Figure 26: SECTIONS EFFICACES PARTONIQUES DE PRODUCTION DE $\psi\psi$

3.5.2 Sections efficaces hadroniques

Nous allons maintenant calculer la section efficace totale hadronique de production de $\psi\psi$ dans les interactions π^-p et pp .

Nous allons dans une première étape supposer que les partons initiaux n'ont pas de k_t intrinsèque. Cette hypothèse va nous permettre de réduire le nombre d'intégrales.

En effet, ainsi que nous le verrons par la suite, la section efficace totale se calcule par une intégrale sextuple, ce qui numériquement demande un temps de calcul considérable pour une précision très médiocre.

Par contre, si $\langle k_t \rangle = 0$, l'intégrale se ramène à une intégrale triple :

$$\sigma_t = \sum_{1,2} \int dx_1 \int dx_2 \int d\hat{t} x_{1/A}(x_1, Q^2) / x_1 x_{2/B}(x_2, Q^2) \times d\hat{\sigma} / d\hat{t} \quad (3-29)$$

où $\sum_{1,2}$ porte sur toutes les paires de partons pouvant conduire à l'état final $B\bar{B}$ ou $\psi\psi$. Les fonctions de structure des quarks de valence sont normalisées à 1 :

$$\int_0^1 F(x, Q^2) / x \times dx = 1$$

Rappelons que $F(x, Q^2) / x$ est normalisée au nombre de partons et $F(x, Q^2)$ à la fraction d'impulsion emportée par le parton considéré. Les fonctions de structure des gluons et des quarks de la mer sont normalisées à la fraction d'impulsion emportée par chaque espèce de parton (tableau 15).

Table 15: NORMALISATION DES FONCTIONS DE STRUCTURE

mer du proton	gluons de π	gluons du proton
1.8 %	47 %	49 %

Pour la mer du proton, la normalisation porte sur chaque type de quark la composant. L'hypothèse généralement utilisée est :

$$u = \bar{u} = d = \bar{d} \quad \text{et} \quad s = \bar{s} = (u + d)/4 \quad c = \bar{c} \approx 0$$

Il en résulte que la fraction totale d'impulsion emportée par toute la mer du proton est de $5 \times 1.8\% = 9\%$.

Explicitons maintenant, pour le processus $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$ par exemple, la somme $\Sigma_{1,2}$ sur toutes les paires de partons.

Pour les processus $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi(B\bar{B}, b\bar{b})$ en π^-p , l'antiquark est donné par la valence du π^- , et le quark par la valence du proton(uud) ou du neutron(duu), puisque nous utilisons une cible de platine ($Z=78$, $A=195$). La somme $\Sigma_{1,2}$ s'exprime donc schématiquement comme :

$$\Sigma_{1,2} = 78/195 \times 2 \bar{u}_{\pi} u_p + 117/195 \times \bar{u}_{\pi} u_n = 1.4 u_N \bar{u}_{\pi}$$

Le tableau 16 est obtenu par le même genre de calcul pour tous les processus étudiés en π^-p et pp .

La figure 27 montre l'évolution des sections efficaces totales hadroniques dans les interactions π^-p et $p-p$ en fonction de s , énergie carrée totale dans le centre de masse hadron-hadron.

On constate alors :

- a. Le mécanisme dominant à nos énergies est la production directe de $\psi\psi$ par annihilation de quarks en π^-p et par fusion de gluons en pp .
- b. Dans tous les cas, la production de $\psi\psi$ par l'intermédiaire de $B\bar{B}$ est de plus d'un facteur 10 inférieur à la production directe.

Avant d'aller plus avant dans nos conclusions, nous allons étudier les variations de ces sections efficaces en fonction des différentes hypothèses que nous avons utilisées.

Table 16: VALEUR DE $\Sigma_{1,2}$ POUR TOUT PROCESSUS

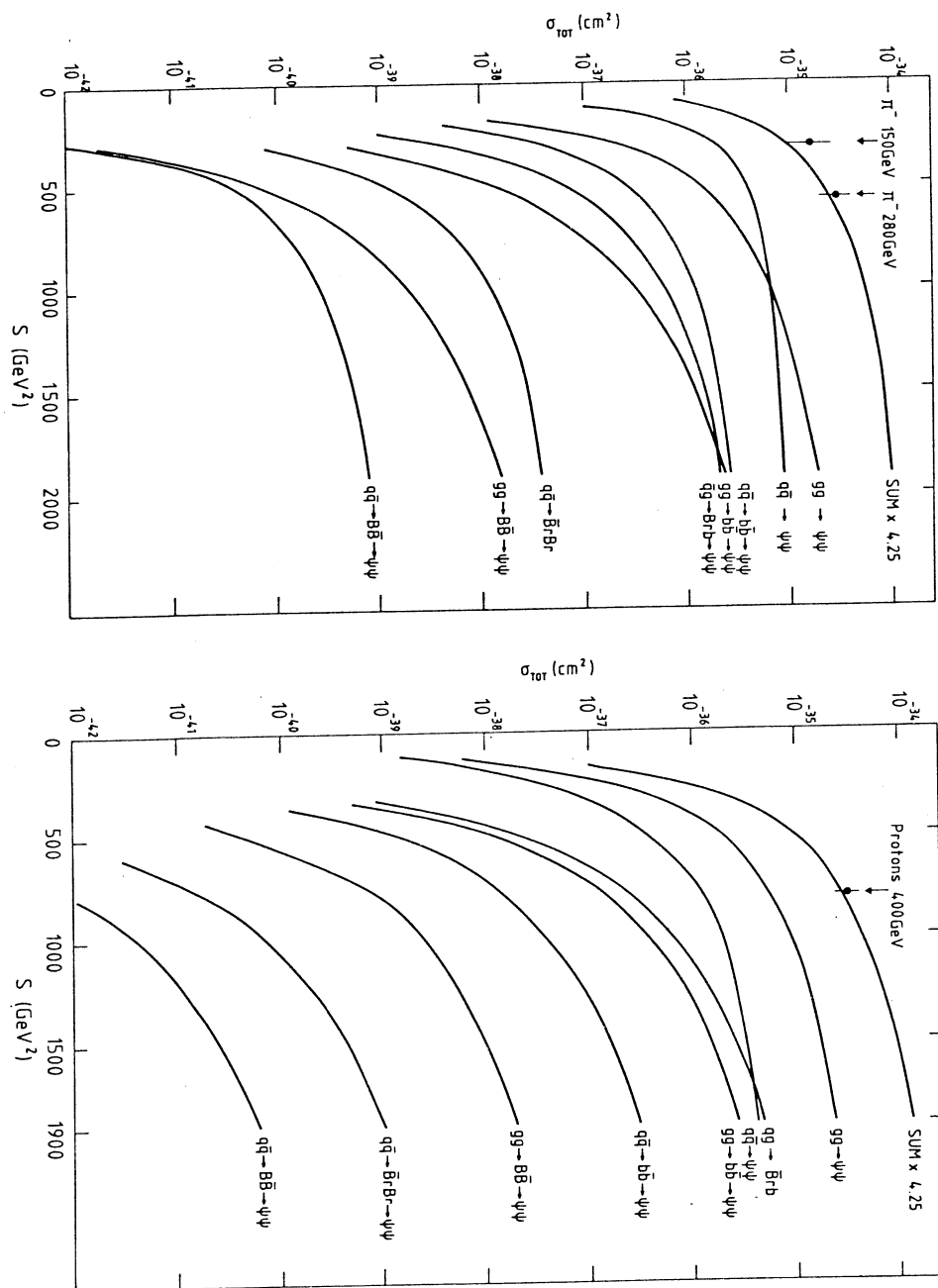
processus	π^-p	pp
$q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$	$1.4 u_{\pi}^v u_p^v$	$6 u_p^m u_p^v$
$gg \rightarrow \psi\psi$	$g_{\pi} g_p$	$g_p g_p$
$q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$	$1.4 u_{\pi}^v u_p^v$	$6 u_p^m u_p^v$
$gg \rightarrow b\bar{b}$	$g_{\pi} g_p$	$g_p g_p$
$q\bar{q} \rightarrow B\bar{B}$	$1.4 u_{\pi}^v u_p^v$	$6 u_p^m u_p^v$
$gg \rightarrow B\bar{B}$	$g_{\pi} g_p$	$g_p g_p$
$qg \rightarrow \bar{B}_r b$	$2 u_{\pi}^v q_p$	$3.4 u_p^v g_p$
$q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r$	$1.4 u_{\pi}^m u_p^v$	$3.4 u_p^m u_p^v$

3.5.3 Incertitudes sur les sections efficaces totales

Dans l'étude précédente nous avons tout d'abord supposé que le k_t intrinsèque des partons est négligeable, ceci afin de réduire le nombre de variables d'intégration.

Nous avons aussi supposé que le Q^2 de la réaction partonique était donné par l'énergie carrée minimum nécessaire pour que la réaction soit possible. Or nous avons vu que d'autre choix étaient envisageables.

Nous avons aussi explicitement supposé que les corrections de QCD aux ordres supérieurs en α_s sont négligeables. Chacun sait pourtant que dans le Drell-Yan ce n'est pas le cas.

Figure 27: SECTIONS EFFICACES TOTALES DE PRODUCTION DE $\Psi\Psi$

Enfin, nous ne devons pas passer sous silence qu'il est aussi possible de produire des états χ (états excités $c\bar{c}$) dont le rapport de branchement en ψ n'est pas négligeable, ce qui a pour effet d'augmenter les sections efficaces totales.

3.5.3.1 Dépendance en K_T effectif

Nous avons supposé dans tous nos calculs que l'impulsion transverse des partons dans les hadrons était négligeable. Or, ainsi que nous le verrons, $\langle \vec{k}_t \rangle \approx 0.7$ GeV/c. Cette impulsion supplémentaire des partons initiaux peut permettre de passer plus facilement le seuil de production $\psi\psi$ ou $B\bar{B}$, et donc d'augmenter la section efficace.

Dans le cas le plus général, la section efficace totale s'écrit :

$$\sigma_t(A+B \rightarrow \psi\psi) = \sum_{1,2} \int d^3\vec{k}_{t_1} \cdot d^3\vec{k}_{t_2} dx_1 \cdot dx_2 \cdot d\hat{x} \times F_{1/A}(x_1, Q^2)/x_1^* \times F_{2/B}(x_2, Q^2)/x_2^* \times f(\vec{k}_{t_1}) \times f(\vec{k}_{t_2}) \times d\hat{\sigma}/d\hat{t}(1+2 \rightarrow 3+4)$$

Les fonctions $f(\vec{k}_{t_1})$ et $f(\vec{k}_{t_2})$ représentent les distributions en impulsion transverse des partons, supposées identiques pour tous les types de partons des π ou des protons. (paragraphe 3-3).

Une telle intégrale, pour avoir la précision requise demande un temps de calcul assez considérable, de l'ordre de 1000 secondes. Nous nous sommes donc limités à l'étude du mécanisme $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$ dans les interactions π^-p à 280 GeV/c. La figure 28 montre l'évolution de cette section efficace en fonction de $\langle \vec{k}_t \rangle_{\text{eff}}$.

L'introduction du k_t effectif dans le calcul des sections efficaces, induit une correction de l'ordre de 5% maximum, donc négligeable.

3.5.3.2 Dépendance en Q^2

La dépendance en Q^2 des sections efficaces est double.

On la trouve tout d'abord dans la constante de couplage d'interaction forte $\alpha_s(Q^2)$, qui intervient à la puissance 4 dans les processus $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi(B\bar{B}, \bar{B}_r B_r)$ et $gg \rightarrow \psi\psi(B\bar{B})$, à la puissance 3 dans $qg \rightarrow \bar{B}_r b$ et à la puissance 2 dans $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$ et $gg \rightarrow b\bar{b}$.

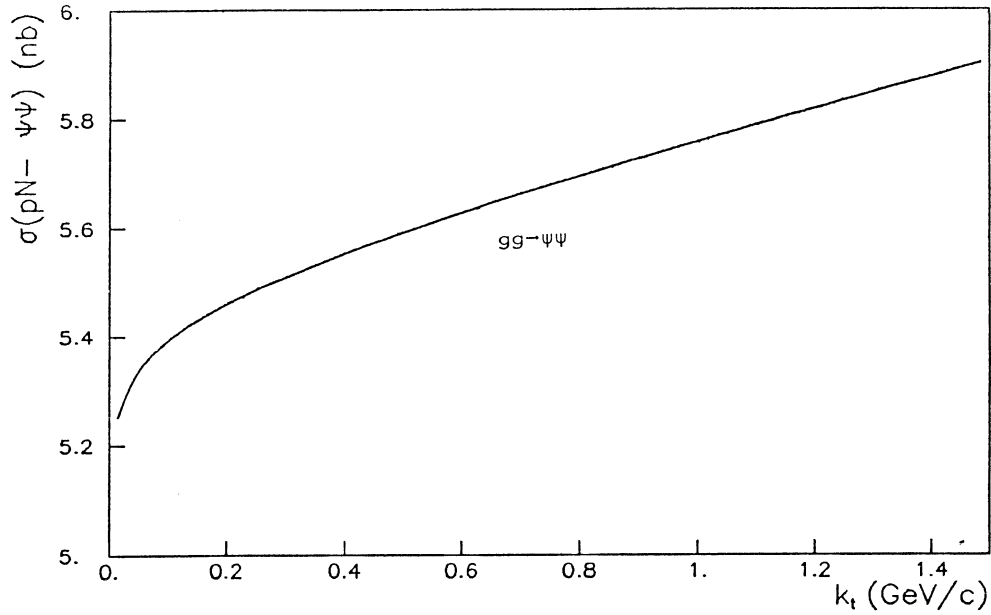


Figure 28: EVOLUTION DE $\sigma_t(\pi^-p \rightarrow \psi\psi)$ à 280 GeV/c

Rappelons que le choix du Q^2 de la réaction n'est justifié que par sa simplicité : $Q^2 = \hat{s}_{\min}$. Un autre choix possible utilisé dans le Drell-Yan est : $Q^2 = \hat{s}$.

En utilisant cette valeur de Q^2 dans le calcul de la section efficace totale, tout en laissant pour l'instant les fonctions de structure à $Q^2 = \hat{s}_{\min}$, on trouve les résultats donnés dans le tableau 17.

On constate que la simple variation de α_s en fonction de l'hypothèse en Q^2 utilisée, donne une variation de l'ordre de 20% sur la section efficace, dans le cas le plus défavorable des processus en α_s^4 .

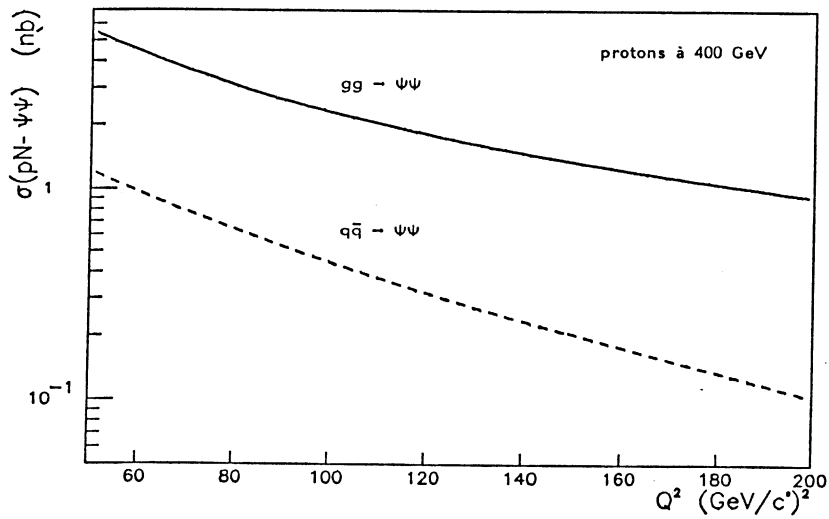
Une autre imprécision sur les sections efficaces provient de la définition des fonctions de structure et plus particulièrement de la dépendance en Q^2 de ces fonctions (violations d'invariance d'échelle).

La figure 29 montre la variation de la section efficace totale en fonction de la valeur de Q^2 utilisé dans les fonctions de structure pour les processus $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$ et $gg \rightarrow \psi\psi$ en pp à 400 GeV. nous avons dans ce cas fixé la valeur de α_s à 0.3.

On remarque qu'une augmentation de 20% du Q^2 diminue la section efficace d'un facteur 2. Pourtant, la violation d'invariance d'échelle a un effet faible sur la forme et sur la normalisation des fonctions de structure.

Table 17: VARIATION DE σ_t AVEC $\alpha_s(Q^2)$ (pp 400 GeV)

processus	$\sigma_t(\text{pb})$ $Q^2=s$	$\sigma_t(\text{pb})$ $Q^2=s_{\min}$	variation %
$q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$	1.13	1.35	19
$gg \rightarrow \psi\psi$	4.58	5.58	22
$q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \psi\psi$	$1.64 \cdot 10^{-2}$	$1.7 \cdot 10^{-2}$	4
$gg \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \psi\psi$	$1.51 \cdot 10^{-1}$	$1.55 \cdot 10^{-1}$	3
$q\bar{q} \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \psi\psi$	$9.95 \cdot 10^{-7}$	$1.23 \cdot 10^{-6}$	24
$gg \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \psi\psi$	$9.43 \cdot 10^{-4}$	$1.15 \cdot 10^{-3}$	22
$qg \rightarrow \bar{B}_r b \rightarrow \psi\psi$	$2.55 \cdot 10^{-1}$	$2.75 \cdot 10^{-1}$	8
$q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r \rightarrow \psi\psi$	$1.67 \cdot 10^{-5}$	$2.08 \cdot 10^{-5}$	25

Figure 29: EVOLUTION DE σ_t EN FONCTION DE Q^2

Pour comprendre cet effet sur la section efficace, il faut se souvenir que pour obtenir un état final massif, il faut accéder aux grandes valeurs de x . Or

c'est justement dans cette région que les violations d'invariance d'échelle sont les plus importantes.

Ceci implique que le calcul des sections efficaces est très lié aux choix des fonctions de structure. On ne s'étonnera donc pas si nos résultats sont quelque peu différents de la référence [36].

Signalons enfin que la hiérarchie de tous les processus n'est pas fondamentalement modifiée suivant les hypothèses en Q^2 que l'on utilise. En effet, les variations des sections efficaces en fonction du Q^2 utilisé dans les fonctions de structure, n'est qu'un effet de seuil de production, indépendant du processus mis en jeu.

3.5.3.3 Corrections d'ordres supérieurs

L'un des principaux problèmes que pose la chromodynamique quantique perturbative est que les termes d'ordre le plus bas en α_s ne sont pas dominants par rapport aux graphes d'ordres supérieurs. Ceci est bien évidemment dû à la valeur importante de $\alpha_s \approx 0.3$.

Il en résulte qu'un calcul perturbatif d'une section efficace partonique doit tenir compte de tous les ordres supérieurs.

L'exemple le plus communément connu est le Drell-Yan, où l'on peut définir un facteur K comme : [43]

$$K = \frac{\sigma(q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^- \text{ à tous les ordres en } \alpha_s)}{\sigma(q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^- \text{ à l'ordre 0 en } \alpha_s)}$$

La principale correction dans le calcul de la section efficace totale de $q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-$ est donnée par les diagrammes de la figure 30, que l'on nomme correction de vertex. Cette correction à l'ordre le plus bas de QCD donne un facteur $K = 1 + 2\pi\alpha_s/3$. Bien que les ordres supérieurs ne soient pas calculés, on pense généralement que ces corrections donnent un facteur $K \approx \exp(2\pi\alpha_s/3)$ qui vaut 1.95, ce qui est en bon accord avec les mesures.

Malheureusement, pour tous les processus que nous avons étudié, aucun calcul aux ordres supérieurs n'a été jusqu'à présent effectué. Nous supposons que ces corrections sont proches en amplitude à ce que donne le Drell-Yan.

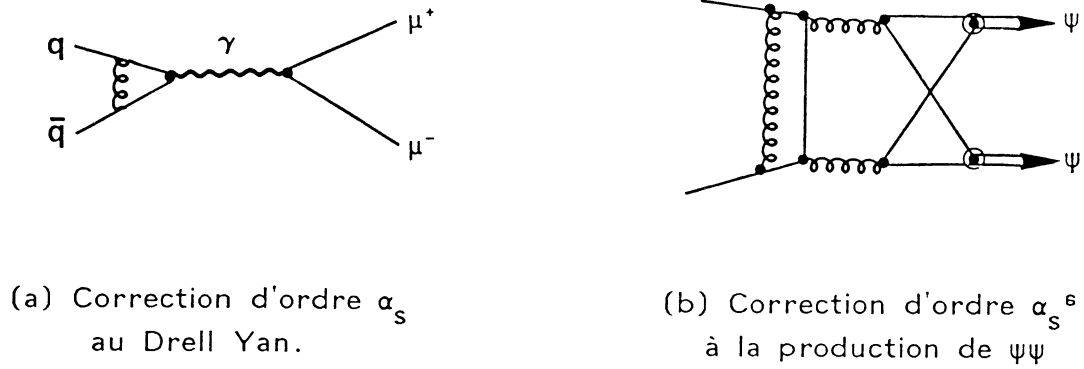
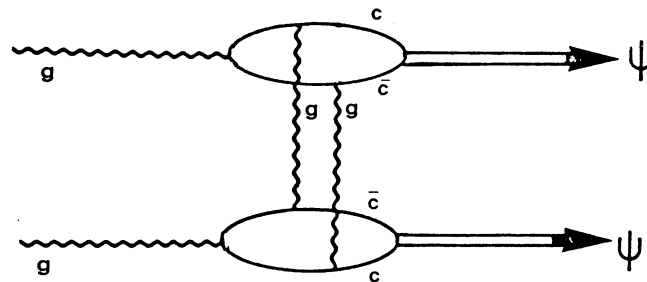


Figure 30: CORRECTION QCD

Si cette hypothèse semble justifiée pour les processus comme $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi (B\bar{B}, b\bar{b})$, puisque les diagrammes sont similaires (fig. 30), il n'en est pas de même pour les diagrammes de fusion de gluons ainsi que le montre la figure 31.

Figure 31: CORRECTION D'ORDRE SUPERIEUR POUR $gg \rightarrow \psi\psi (\alpha_s^2)$

N'ayant aucun moyen d'évaluer ces corrections, nous supposons qu'elles introduisent un facteur multiplicatif de l'ordre de 2 dans les sections efficaces totales.

3.5.3.4 Production de χ

Pour obtenir des événements $\psi\psi$, il est possible d'envisager des productions de χ suivant $q\bar{q}(gg) \rightarrow \psi\chi$ ou $\chi\chi$.

En effet, on a montré que dans les interactions π^-p [44] 2/3 des ψ étaient produits directement, alors que 1/3 étaient produits par l'intermédiaire d'un état χ , se désintégrant ensuite en ψ suivant : $\chi \rightarrow \psi\gamma$. On a alors :

$$\sigma(\psi) \approx 3/2 \times \sigma(\psi \text{ directe}) \quad \text{et} \quad \sigma(\chi) \approx 1/2 \times \sigma(\psi \text{ directe})$$

Il est en pratique possible de calculer les sections efficaces de $\psi\chi$ ou $\chi\chi$ en utilisant les mêmes expressions que pour la production directe de $\psi\psi$. Par contre, on ne connaît pas la valeur de la fonction d'onde à l'origine, $|\Psi_\chi(0)|^2$, la raison étant que la largeur de désintégration leptonique de ces états n'est pas connue.

Nous supposons dans la suite que les sections efficaces de production de $\psi\chi$ et $\chi\chi$ sont identiques aux sections efficaces $\psi\psi$.

La section efficace totale de production de $\psi\psi$ s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \sigma_t^{\psi\psi} &= \sigma_d^{\psi\psi} + \sigma^{\psi\chi} + \sigma^{\chi\chi} \\ &= \sigma_d^{\psi\psi} \times (1 + 2 \times 1/2 + (1/2)^2) = (3/2)^2 \times \sigma_d^{\psi\psi} \end{aligned}$$

Dans le cas de production directe de $\psi\psi$, nous devons en plus du facteur K multiplier les sections efficaces par 2.25.

L'évaluation des sections efficaces totales de production de $\psi\psi$ et de $B\bar{B}$ est très imprécise.

Alors que la dépendance de la normalisation absolue en fonction du k_t intrinsèque est faible, la dépendance en Q^2 est importante. Elle est due tout d'abord à l'évaluation de la constante de couplage forte $\alpha_s(Q^2)$, et surtout aux violations d'invariance d'échelle dans les fonctions de structure à grand x .

Les corrections QCD à l'ordre supérieur en α_s n'étant pas calculées, nous avons supposé qu'elles avaient la même amplitude relative que pour le Drell-Yan; soit un facteur multiplicatif de l'ordre de 2.

Enfin, la production d'états χ augmente nos sections efficaces de production directe de $\psi\psi$ d'un facteur multiplicatif de l'ordre de 2.25.

Le tableau 18 donne les sections efficaces estimées pour chacun des processus étudiés, aux trois énergies π - 150, π - 280 et p 400 GeV.

Table 18: SECTION EFFICACE TOTALE DE PRODUCTION DE $\psi\psi$

	π -N 150 GeV	π -N 280 GeV	p N 400 GeV
$q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$	10 pb	22 pb	5 pb
$gg \rightarrow \psi\psi$	1 pb	8 pb	20 pb
$q\bar{q} \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \psi\psi$	$6 \cdot 10^{-6}$ pb	10^{-4} pb	$3 \cdot 10^{-6}$ pb
$gg \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \psi\psi$	$8 \cdot 10^{-6}$ pb	$3 \cdot 10^{-4}$ pb	$2 \cdot 10^{-3}$ pb
$q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \psi\psi$	0.1 pb	0.8 pb	$4 \cdot 10^{-2}$ pb
$gg \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \psi\psi$	10^{-3} pb	$5 \cdot 10^{-2}$ pb	0.3 pb
$qg \rightarrow \bar{B}_r b \rightarrow \psi\psi$	0.01 pb	0.2 pb	0.5 pb
$q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r \rightarrow \psi\psi$	$2 \cdot 10^{-4}$ pb	$4 \cdot 10^{-3}$ pb	$4 \cdot 10^{-5}$ pb

On attend donc, d'après ces résultats, en oubliant les grandes incertitudes dont ils sont entachés :

$$\sigma_t(\pi^-N \rightarrow \psi\psi \text{ à } 150 \text{ GeV}) \sim 10 \text{ pb}$$

$$\sigma_t(\pi^-N \rightarrow \psi\psi \text{ à } 280 \text{ GeV}) \sim 30 \text{ pb}$$

$$\sigma_t(pN \rightarrow \psi\psi \text{ à } 400 \text{ GeV}) \sim 30 \text{ pb}$$

Et en divisant simplement les résultats du tableau 18 par le rapport de branchement au carré du B en ψ :

$$\sigma_t(\pi^-N \rightarrow B\bar{B} \text{ à } 150 \text{ GeV}) \sim 1 \text{ nb}$$

$$\sigma_t(\pi^-N \rightarrow B\bar{B} \text{ à } 280 \text{ GeV}) \sim 10 \text{ nb}$$

$$\sigma_t(pN \rightarrow B\bar{B} \text{ à } 400 \text{ GeV}) \sim 8 \text{ nb}$$

3.6 MODES DE DESINTEGRATION DE B

Pour compléter l'étude des modèles qui nous serviront à estimer nos acceptances aux événements $\psi\psi$, $\psi\mu^\pm$, ou multimuons, nous devons détailler les différents modes de désintégration des mésons B.

Les modèles théoriques sont si nombreux et tellement variés que nous avons décidé d'utiliser exclusivement les résultats expérimentaux les plus récents, ceci afin d'éviter toute controverse.

3.6.1 Désintégration du B en ψ

La désintégration du B en ψ est supposée suivre l'espace de phase de 2 corps, ainsi que le propose la référence [45].

$$B \rightarrow \psi + X \quad \text{avec } m_X = 1.2 \text{ GeV}/c^2$$

Bien que ce mode soit un peu simpliste, il reproduit assez fidèlement des modes de désintégration du type $B \rightarrow \psi K\pi$ [46].

Le rapport de branchement a été récemment mesuré [49].

$$\mathcal{B}(B \rightarrow \psi + X) = (1.0 \pm 0.4)\%$$

3.6.2 Désintégration directe du B en μ

La distribution en impulsion des μ produits par désintégration de mésons B a été mesurée par l'expérience CLEO [47] et est donnée dans la figure 33a.

La courbe pointillée est une simulation obtenue avec le diagramme de désintégration de la figure 32a. La courbe en trait plein est la somme du processus direct précédent et du mode en cascade (fig 32b).

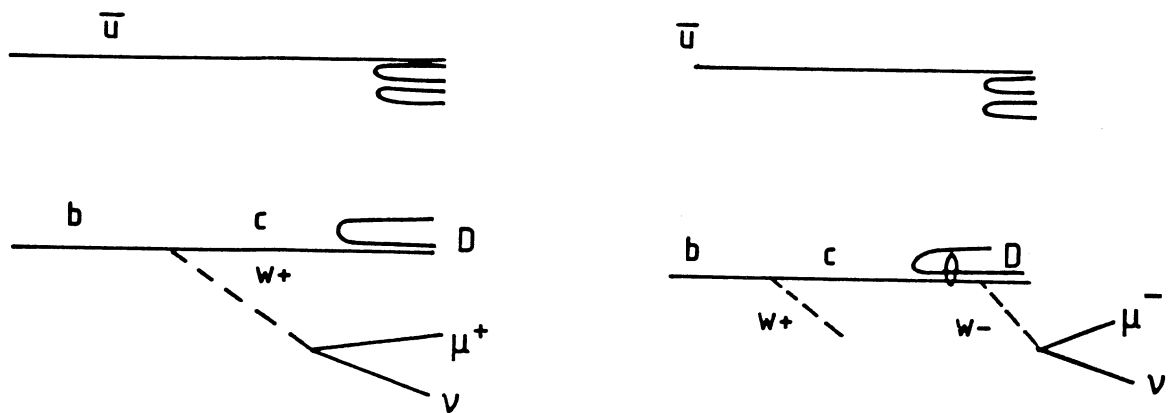


Figure 32: SCHEMA DE DESINTEGRATION DIRECTE ET EN CASCADE DU B

Notre méthode de simulation pour désintégrer un B en μ , consiste à tirer l'impulsion du μ dans le centre de masse du B suivant la courbe en pointillé de la figure 33a. Nous avons ensuite supposé que la désintégration est isotrope. Cette méthode de simulation donne des résultats identiques à ceux proposés par A. Ali [48] .

Le rapport de branchement est : [47]

$$\mathcal{B}(B \rightarrow \mu \nu X) = (10.8 \pm 0.6 \pm 1.0)\%$$

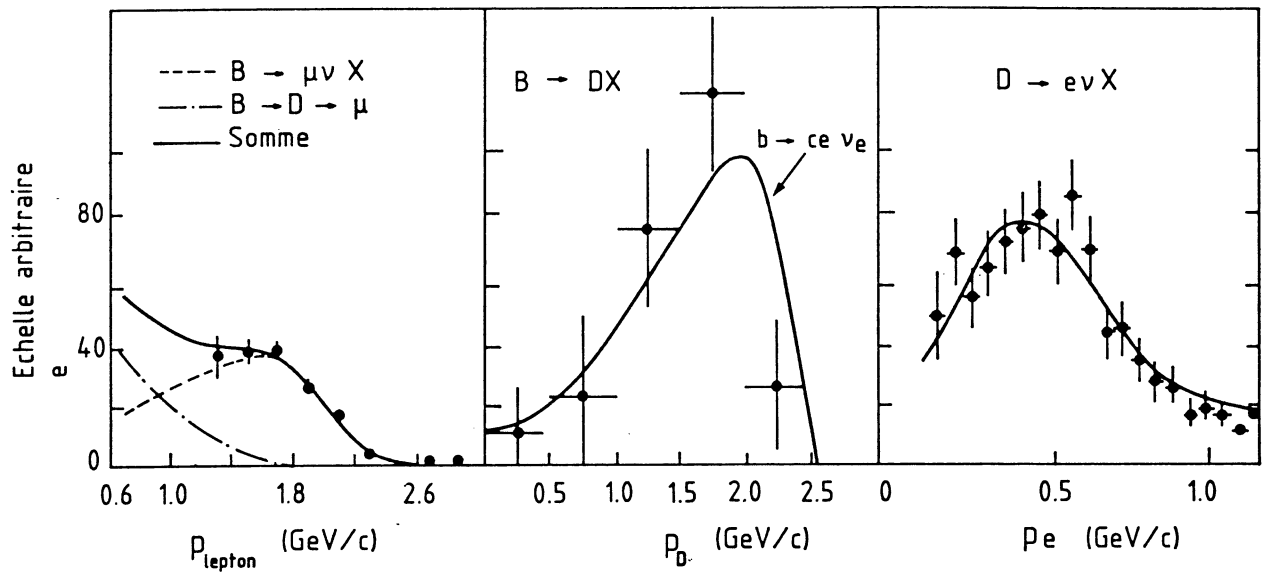


Figure 33: DESINTEGRATION LEPTONIQUE DU B ET DU D

3.6.3 Desintégration en cascade : $B \rightarrow D \rightarrow \mu$

Ce mode de désintégration est représenté dans la figure 32b. Contrairement au mode direct, il conduit dans le cas d'un méson B à un μ^+ .

Pour ce modèle, nous utilisons d'abord les résultats de l'expérience CLEO sur la désintégration du B en D (fig. 33b). Là aussi, nous avons supposé que la désintégration dans le centre de masse du B est isotrope.

Une fois le méson D généré, nous utilisons les résultats de l'expérience SPEAR [50] pour désintégrer le D en μ (fig. 33c).

La distribution en impulsion du μ obtenu par désintégration du B en cascade est identique à la distribution donnée par l'expérience CLEO (fig. 33a).

Le rapport de branchement de ce mode de désintégration est : [47]

$$\mathcal{B}(B \rightarrow D \rightarrow \mu) = (11.7 \pm 2.5) \%$$

3.6.4 Désintégration : $B \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$

Ce mode est obtenu par la double désintégration du B suivant :

$$\begin{array}{l} B \rightarrow D \mu X \\ \quad \quad \quad \downarrow \\ \quad \quad \quad \mu \nu K \end{array}$$

La méthode que nous utilisons pour générer ces événements consiste en un mélange des deux modèles précédemment décrits.

On génère tout d'abord le μ^+ et le D suivant les distributions des figures 33, et indépendamment. On vérifie que les contraintes cinématiques sont respectées, puis on génère le μ^- provenant de la désintégration du D suivant la distribution de la figure 33c.

Le rapport de branchement de ce mode n'est pas connu. Seule une limite supérieure est mesurée. [51]

$$\mathcal{B}(B \rightarrow \mu^+ \mu^- + X) < 0.4 \%$$

Nous pouvons néanmoins en donner une estimation en écrivant :

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B \rightarrow \mu^+ \mu^- X) &\approx \mathcal{B}(B \rightarrow \mu \nu X) \cdot \mathcal{B}(B \rightarrow D \rightarrow \mu) \\ &\approx 1.2 \% \end{aligned}$$

Ce qui n'est pas trop éloigné de la limite supérieure donnée. Dans toute la suite, nous utiliserons la valeur de 1 %.

CHAPITRE 4

LES EVENEMENTS $\Psi\Psi$

Le but principal de ce chapitre est de montrer l'existence d'une production associée de deux particules ψ , issue d'une interaction unique, et de tenter d'en identifier le ou les processus élémentaires.

Nous disposons pour ce faire, de trois types de faisceau incidents (π^- 150, π^- 280 et p 400 GeV), assortis donc de dispositifs expérimentaux différents, ce qui rendra notre analyse plus convaincante.

Ainsi que nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les processus élémentaires de production possibles sont nombreux mais leurs sections efficaces faibles. Nous nous attendons donc à observer peu d'événements. Notre analyse doit donc être minutieuse afin de ne pas rejeter de bons événements, tout en minimisant les diverses contaminations.

Dans la première partie de ce chapitre nous détaillerons les différentes sélections opérées sur nos données de quadrimuons, qui nous permettront d'obtenir un lot de candidats $\psi\psi$.

Puis, utilisant ces événements, nous tenterons en comparant les caractéristiques cinématiques des événements réels à celles des événements simulés par le programme de Monte-Carlo, d'identifier les processus élémentaires mis en jeu.

Dans la troisième partie, nous calculerons les sections efficaces totales de production pour les comparer aux prévisions théoriques.

Enfin, en utilisant ces événements, nous en décrivons le k_t intrinsèque des partons dans les hadrons.

4.1 LE SIGNAL D'EVENEMENTS $\psi\psi$

Du fait que notre système de déclenchement ne s'effectue que sur deux particules au maximum, la majorité des événements à 4 μ sont dus à des interactions parasites telles que :

- a. Empilement de plusieurs événements pendant les 40 ns de porte de l'hodoscope à muons.

- b. Désintégration de pions ou de kaons (produits dans la cible) entre la cible et l'absorbeur.
- c. Réinteraction d'une particule secondaire.
- d. Muons provenant du halo.

Une sélection rigoureuse doit donc être faite pour isoler parmi tous ces événements un lot propre de quadrimuons provenant d'une interaction unique. En plus des coupures précédemment décrites (paragraphe 2-2.4.), nous en ajoutons deux spécifiques à cette analyse : vertex et mesure de temps.

Une fois ces sélections effectuées, il nous faut choisir quelles traces vont nous servir à calculer nos masses dimuons.

En effet, pour un événement du type $\mu^+_1\mu^-_2\mu^+_3\mu^-_4$ deux combinaisons ($\mu^+\mu^-$) ($\mu^+\mu^-$) sont possibles :

$$m_{\mu^+_1\mu^-_2}, m_{\mu^+_3\mu^-_4} \quad \text{ou} \quad m_{\mu^+_1\mu^-_4}, m_{\mu^-_2\mu^+_3}$$

Un événement à plus de 4 μ est bien entendu encore plus complexe. Ce choix étant fait, nous pourrions alors nous lancer à la recherche des événements $\psi\psi$.

Enfin, nous estimerons les différentes sources de contaminations à ces événements $\psi\psi$ afin de pouvoir affirmer leur existence.

Dans toute la suite, nous détaillerons plus particulièrement nos données en faisceau de proton qui sont plus contaminées que celles en faisceau de pion. De plus, l'analyse des données en π^- a déjà été partiellement décrite. [20]

4.1.1 Coupure du vertex

Ainsi que nous l'avons déjà vu, notre méthode de détermination de la position du vertex est une méthode itérative. On construit d'abord un vertex à l'aide des muons observés dans notre appareillage. Si le χ^2 de ce vertex est trop grand, on construit alors tous les vertex à un muon de moins pour ne garder que le meilleur.

Puis, nous rejetons tous les événements qui n'ont pas au moins 4 μ provenant d'un même vertex situé dans la zone de la cible. Rappelons que nous n'étudions pas les événements provenant de notre absorbeur.

Enfin, ultérieurement après la détermination de la combinaison $\psi\psi$, nous construisons deux vertex à deux particules un pour chaque couple $\mu^+\mu^-$, en imposant qu'ils soient tous les deux dans la zone de la cible. Bien entendu, pour des couples $\mu^+\mu^-$ de basse masse, la détermination du vertex à deux particules n'est pas très précise et cette nouvelle sélection nous fait perdre de bons événements à 4 muons. Mais comme nous cherchons à identifier des couples de dimuons de haute masse dont le vertex est mieux déterminé, cette perte de bons événements est acceptable.

Par contre, pour des événements $\psi\psi$, cette nouvelle coupure achève de lever les ambiguïtés de cible. (fig 34).

Sur la figure 34 est représentée la position longitudinale du vertex à 4 particules, après les coupures précédemment décrites pour des événements $\psi\psi$ Monte-Carlo, simulés d'une part dans la cible et d'autre part dans l'absorbeur, en faisceau de protons.

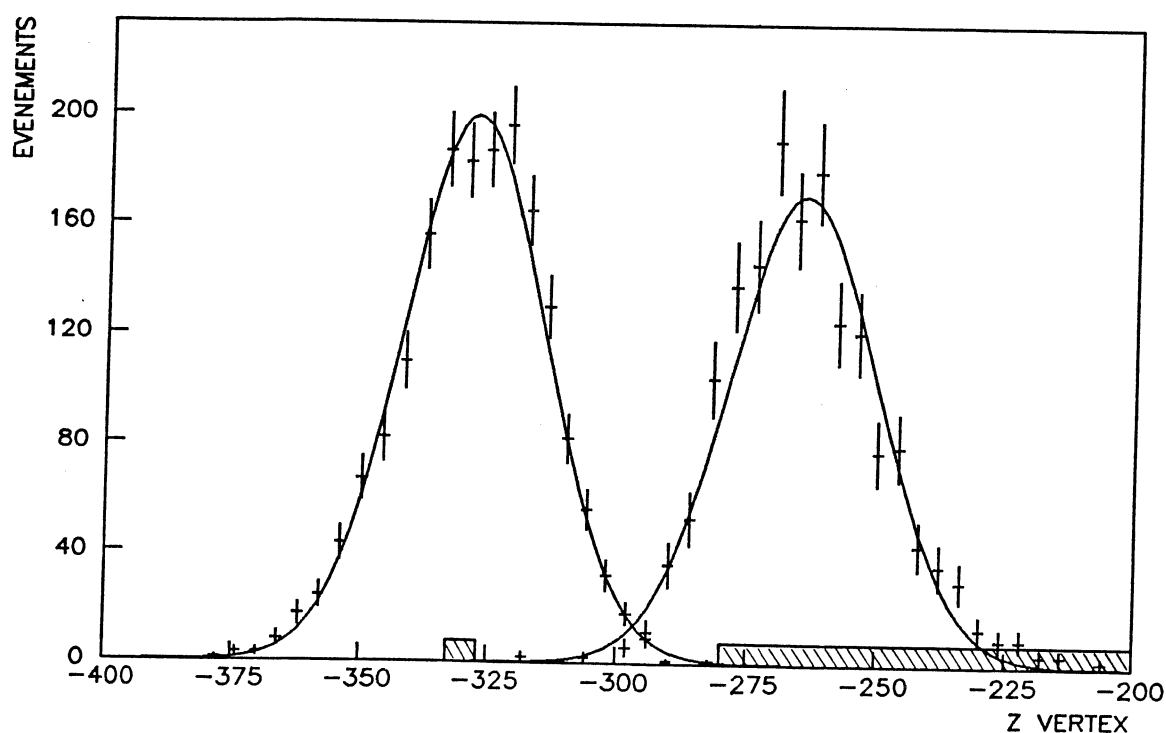


Figure 34: POSITION LONGITUDINALE DU VERTEX POUR DES $\psi\psi$ SIMULES

4.1.2 Coupure en temps

Nous avons vu au paragraphe 2-2.3. le principe d'utilisation de notre hodoscope γ_1 pour estimer le temps de passage des particules dans notre appareillage.

Rappelons que les deux principaux inconvénients liés à son utilisation sont :

- a. L'hodoscope γ_1 ne recouvre pas toute l'acceptance de notre appareillage.
- b. Dans le cas où deux particules sont dans la même latte, il n'est pas toujours possible d'avoir une estimation temporelle sur chacune d'elle.

Du fait de ces deux restrictions, et du fait que nous voulons préserver une acceptance appréciable aux événements $\psi\psi$, nous accepterons qu'une seule particule au plus n'ait pas de mesure de temps.

Les trois autres doivent être vues dans l'hodoscope γ_1 donnant une estimation temporelle non ambiguë dans la fenêtre de 8 ns de résolution de cet hodoscope (14 ns pour le π^- 150 GeV).

Cette coupure est de loin la plus importante pour notre analyse des événements $\psi\psi$. Sans cette possibilité de mesure du temps, il nous aurait été impossible d'exhiber un quelconque signal à cause des empilements d'événements surtout sensibles pour les protons incidents dont le flux est très élevé. Les figures 35 montrent les distributions en temps des événements à 4 μ pour nos données en π^- 150, π^- 280 et p 400 GeV, avec toutes les coupures précédemment décrites, sauf bien entendu, la coupure en temps.

On constate que la résolution en temps à 150 GeV est moins bonne que pour les autres énergies. On voit de plus apparaître la difficulté des protons à 400 GeV, où le nombre de particules fortuites est très important. Cette mesure demande donc une attention toute particulière quant à la maîtrise des événements fortuits.

Le Tableau 19 résume le nombre d'événements à 4 muons ayant subsisté aux coupures précédemment décrites.

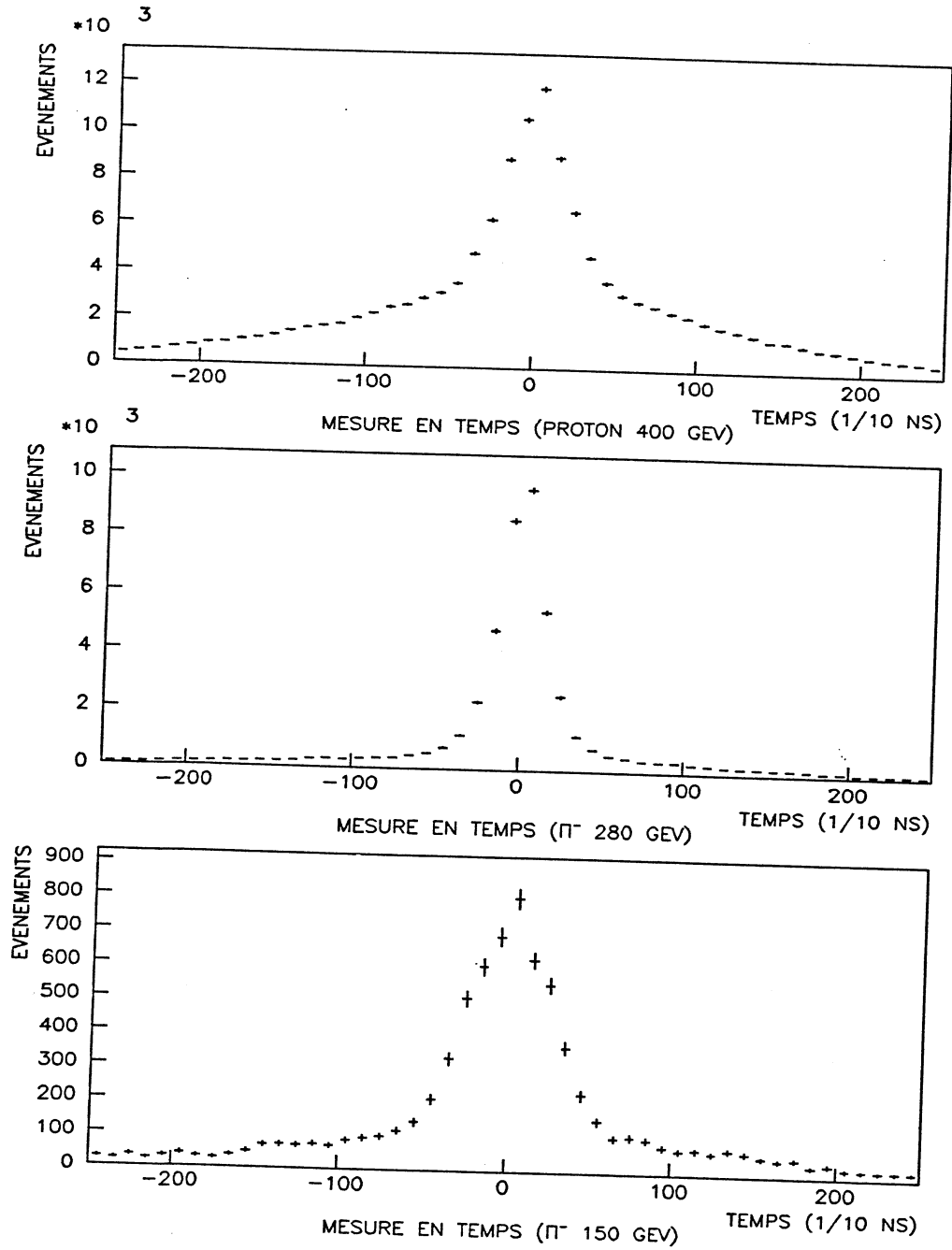


Figure 35: DISTRIBUTION EN TEMPS DES EVENEMENTS A 4μ

Table 19: STATISTIQUE FINALE DES EVENEMENTS A 4μ

	π^- 150	π^- 280	p 400
Nb Evénements	90	26	806

4.1.3 Recherche d'événements $\Psi \Psi$

Le problème que nous nous posons actuellement est de trouver une méthode nous permettant d'associer dans nos événements $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ les muons deux à deux.

En effet, comme nous l'avons déjà signalé, pour des événements à 4 muons, deux combinaisons sont possibles.

La méthode la plus simple serait de calculer tous les couples de masses $\mu^+\mu^-$ possibles et de sélectionner le couple qui donne deux masses $\mu^+\mu^-$ compatibles avec la masse du ψ . Si une telle méthode nous assure de ne perdre aucun événement $\psi\psi$ pour cause de mauvaise association, elle introduit des événements $\psi\psi$ parasites dont le nombre est difficile à estimer.

Il nous faut donc trouver des critères nous permettant de choisir une association plutôt qu'une autre, suffisamment efficace pour les événements $\psi\psi$, mais qui n'introduit aucun biais.

L'idée simple est de choisir comme première combinaison $\mu^+\mu^-$, celle qui à elle seule est responsable du déclenchement (paragraphe 1-3). Si nous n'en trouvons aucune (par exemple 2 μ^+ sont responsables du déclenchement) l'événement est purement et simplement rejeté.

Malheureusement, pour nos données en π^- , le déclenchement ne s'effectue à l'aide de deux particules que dans 45% des cas. Dans les 55% restant, nous devons utiliser une autre méthode.

Celle-ci consistera à choisir comme couple $\mu^+\mu^-$ de référence, celui qui a le meilleur vertex et dont l'un des muons est responsable du déclenchement.

Dans les cas peu fréquents où nous avons 5 muons, il reste une ambiguïté d'association sur les 3 μ restants, que nous levons en utilisant le couple $\mu^+\mu^-$ qui donne le meilleur vertex. Cela revient en fait à éliminer la trace de plus faible impulsion transverse.

Cette méthode a une efficacité de reconstruction aux événements $\psi\psi$ simulés de l'ordre de 80% en faisceau de proton et 90% en faisceau de π^- . Cela revient à dire que dans 20% des cas (resp. 10%) le déclenchement est obtenu en utilisant les 2 ψ .

Les avantages d'une telle méthode sont doubles :

- a. Les événements dont les deux dimuons sont de basses masses sont rejetés puisqu'ils doivent s'y mettre à deux pour passer le déclenchement.
- b. Le Monte-Carlo est moins sensible puisque le déclenchement doit se faire sur un seul ψ . Les corrélations qui existent entre les 2 ψ ont alors moins d'effets sur l'acceptance finale.

Une fois ce choix effectué, nous ne gardons que les événements où au moins un ψ est reconstruit, c'est à dire : $2.6 < m_{\mu^+\mu^-} < 3.6 \text{ GeV}/c^2$ en faisceau de proton et $2.7 < m_{\mu^+\mu^-} < 3.5 \text{ GeV}/c^2$ en faisceau de pion.

La figure 36 montre la masse invariante du dimuon accompagnant le ψ dans les événements $\psi\mu^+\mu^-$ ainsi sélectionnés. Vu la faible statistique en faisceau de π^- et les faibles différences entre les deux énergies, nous les avons représentées sur le même diagramme.

En faisceau de π^- , le signal $\psi\psi$ apparaît sans aucune ambiguïté, puisqu'il n'existe aucun événement autre que les $\psi\psi$ tel que $m_{\mu^+\mu^-} > 2 \text{ GeV}/c^2$.

Par contre en faisceau de protons, bien que le signal se détache clairement du fond, il nous faudra mener une étude approfondie des diverses sources de contaminations (paragraphe 4-1.4).

Quoiqu'il en soit, un événement $\psi\mu^+\mu^-$ est à ce niveau appelé $\psi\psi$ si la masse du dimuon supplémentaire est elle aussi compatible avec celle du ψ .

En conséquence, le nombre d'événements $\psi\psi$ observés est de :

6 $\psi\psi$	π^- 150 GeV
7 $\psi\psi$	π^- 280 GeV
22 $\psi\psi$	p 400 GeV

4.1.4 Contaminations diverses

Pour confirmer le signal d'événements $\psi\psi$, nous devons estimer l'amplitude des diverses contaminations :

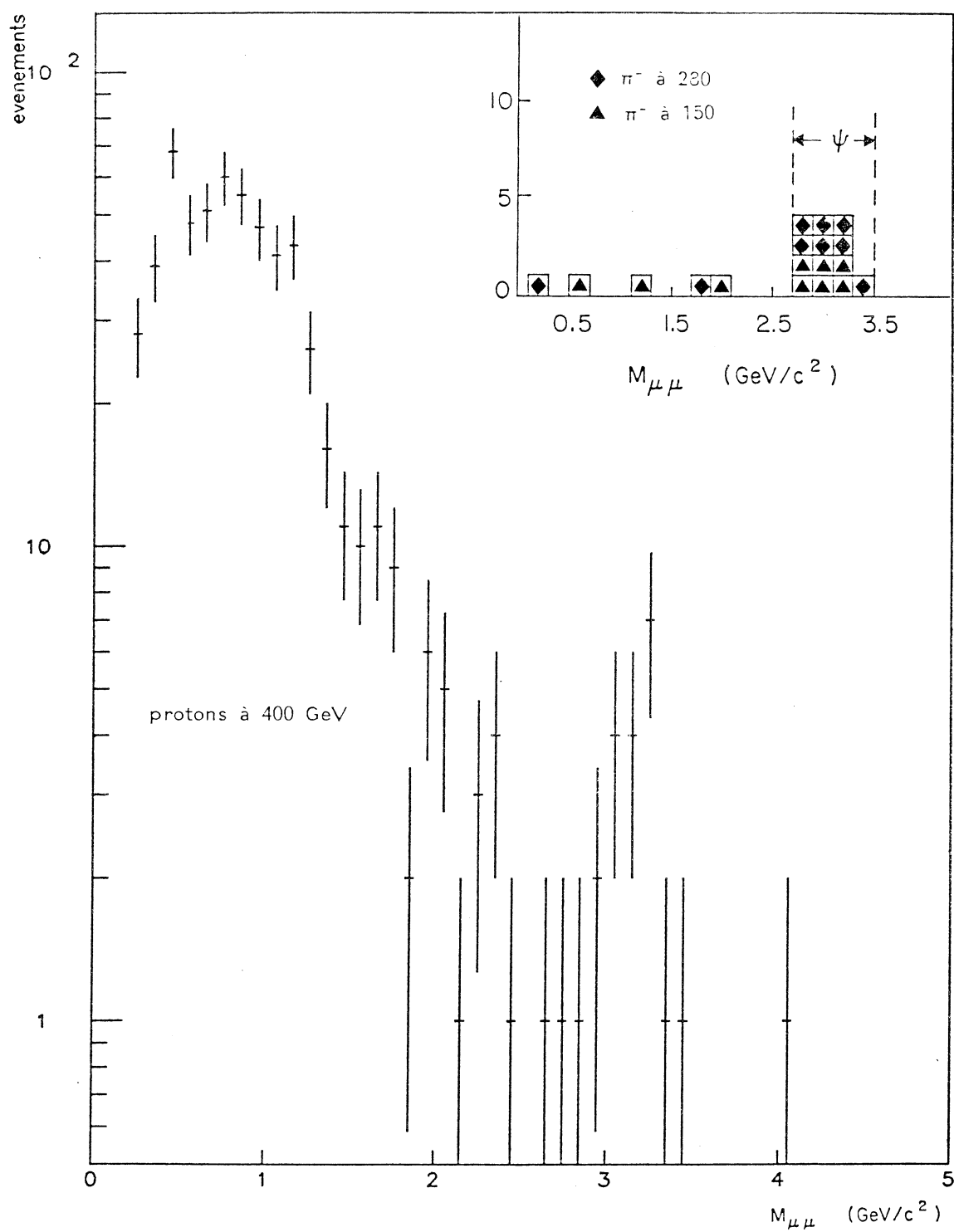


Figure 36: MASSE $\mu^+\mu^-$ DANS LES EVENEMENTS $\Psi\mu^+\mu^-$

- a. Continuum sous le ψ
- b. Empilement de deux événements ψ dans la fenêtre en temps de notre hodoscope
- c. Mauvaise assignation de cible
- d. Réinteraction d'un pion secondaire pouvant conduire à la production de ψ

4.1.4.1 Soustraction du continuum

Cette soustraction du continuum n'est nécessaire qu'en faisceau de protons. La méthode couramment employée est d'ajuster une fonction $f(M) = Ae^{-\alpha M}$ sur la masse invariante $\mu^+\mu^-$, en excluant les basses masses et les ψ , c'est à dire $1.1 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu^+\mu^-} < 2.7 \text{ GeV}/c^2$. La limite inférieure est choisie de façon à se placer dans une zone où l'acceptance est relativement indépendante de la masse.

Nous utilisons ensuite cette fonction pour extrapoler sous la masse du ψ et nous estimons alors :

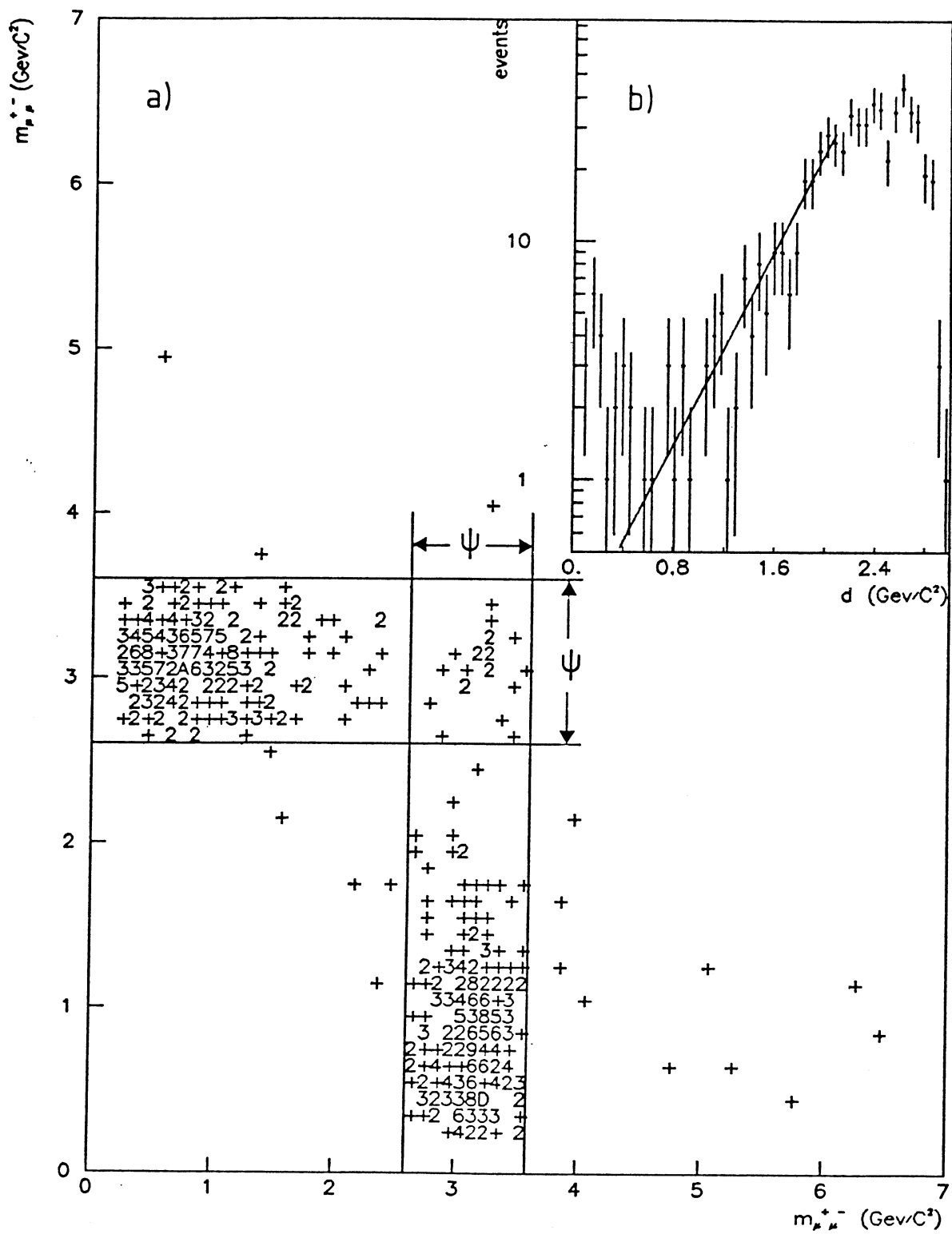
$$N_{\psi\psi}^{\text{continuum}} = 2 \pm 1$$

Malheureusement, bien que satisfaisante, cette méthode ne tient pas compte du continuum sous la masse du premier ψ .

Pour affiner cette estimation, nous portons sur un diagramme à deux dimensions, la masse d'une paire $\mu^+\mu^-$ versus la masse de l'autre. (fig 37)

Là aussi, nous voyons clairement se détacher le signal $\psi\psi$. Sur ce même diagramme, nous avons représenté la distance entre le centre du carré du signal $\psi\psi$ et chaque point. C'est ce nouveau paramètre que nous utilisons pour sélectionner nos événements $\psi\psi$ et estimer la contamination par le continuum.

Un événement sera accepté si sa distance au centre de ce carré est inférieure à $0.5 \text{ GeV}/c^2$. Cette nouvelle coupure nous fait perdre un événement supplémentaire : $N_{\psi\psi} = 21$.

Figure 37: MASSE $\mu^+\mu^-$ VERSUS $\mu^+\mu^-$

L'estimation du continuum s'obtient comme précédemment en ajustant une fonction exponentielle croissante sur la distribution de la distance des événements à 4 muons. On trouve alors deux événements $\psi\psi$ provenant du continuum et donc :

$$N_{\psi\psi} = 19 \pm 1$$

Cette méthode a l'avantage de tenir compte du continuum sous chacun des ψ .

Signalons enfin que pour nos données en π^- , nous trouvons moins de 0.1 événement provenant du continuum. Cette contamination est donc négligeable.

4.1.4.2 Empilement de deux événements

Cette source de contamination est de loin la plus gênante. Nous avons donc besoin de plus qu'une simple estimation du nombre d'événements fortuits, surtout pour nos données en protons à 400 GeV/c.

Pour ce faire, nous utiliserons deux méthodes. La première consiste à mesurer les fortuites en étudiant les événements $\psi\psi$ en dehors de la fourchette de temps de ± 4 ns. La seconde, consiste à calculer par Monte-Carlo le nombre d'événements fortuits auxquels on peut s'attendre.

Signalons que pour nos données en π^- nous n'utiliserons que la seconde méthode puisqu'aucun événement $\psi\psi$ se trouve en dehors de la fenêtre de ± 4 ns.

4.1.4.2.1 Estimation des fortuits par la mesure de temps

La figure 38 montre la distribution en temps du second ψ par rapport au premier qui donne le temps de référence de l'interaction, en protons à 400 GeV/c. Le temps de chaque ψ est donné par la moyenne des temps des deux muons qui le composent.

Si on ne fait aucune sélection en temps, 34 événements $\psi\psi$ sont reconstruits. Sur ces 34 événements, 5 ne permettent aucune mesure de temps, c'est à dire que les 2 μ d'un ψ ne sont pas vus dans le $\gamma 1$ et 8 événements sont en dehors de la fenêtre de ± 4 ns.

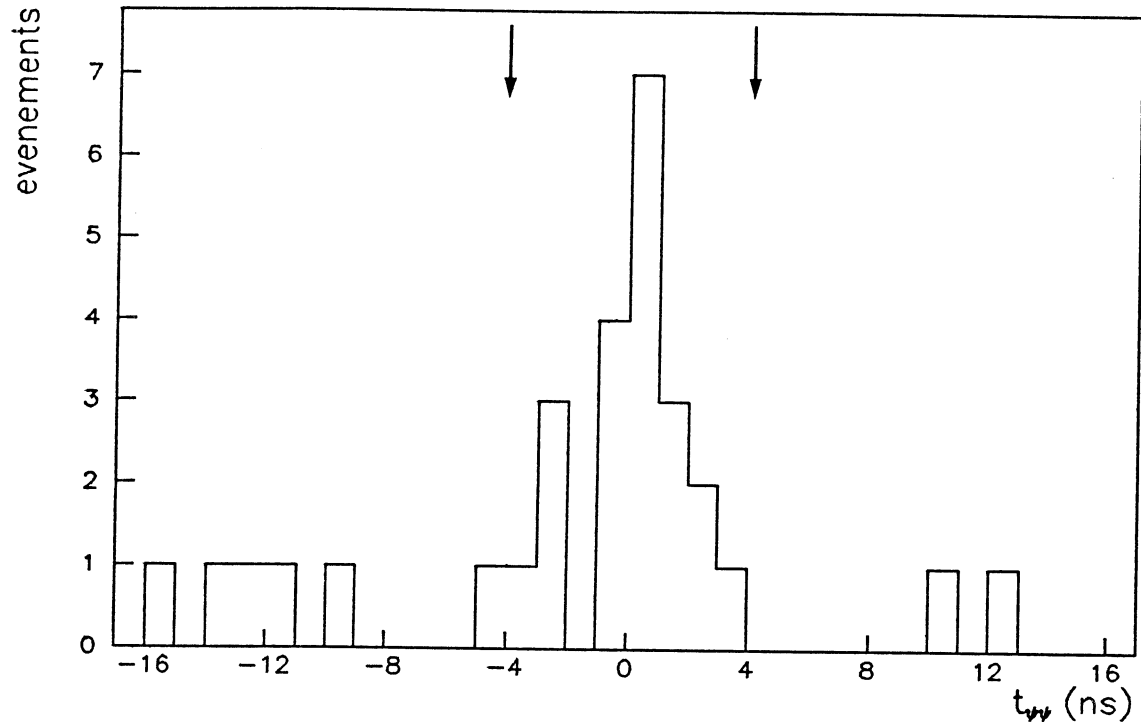


Figure 38: TEMPS D'UN ψ PAR RAPPORT A L'AUTRE : P 400 GeV

Il est difficile avec si peu de statistique d'ajuster une courbe sur les événements en dehors des ± 4 ns pour pouvoir extrapoler à l'intérieur de cette fenêtre.

Toutefois, si l'on suppose que la répartition en temps des 8 événements $\psi\psi$ en dehors de la fenêtre est uniforme dans l'intervalle ± 15 ns, on obtient une densité de fortuits de 0.36 par nanoseconde, qui nous donne une estimation approximative de trois événements fortuits.

4.1.4.2.2 Estimation des fortuits par Monte-Carlo

Afin de contrôler l'estimation précédente, nous pouvons calculer le nombre de fortuits en utilisant notre programme d'acceptance.

En effet, le nombre de $\psi\psi$ fortuits attendus dans la voie à 4 muons est donné par :

$$N_{\psi\psi} = \mathcal{B}(\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) \cdot N_{\psi}^T \cdot A_{\psi\psi} \cdot P$$

$\mathcal{B}(\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ est le rapport de branchement du ψ en $\mu^+ \mu^-$

N_ψ^T est le nombre total de ψ produits pendant toute la période de prises de données.

$A_{\psi\psi}$ est l'acceptance aux événements $\psi\psi$ fortuits.

P est la probabilité lorsqu'un premier ψ est produit, d'en produire un autre pendant les 8 nanosecondes de fenêtre en temps (14 ns pour nos données en faisceau de π^- à 150 GeV).

Cette probabilité s'écrit simplement :

$$P = \mathcal{B}(\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) \cdot N_\psi \times 8 / \Delta T$$

où : ΔT : représente le temps du déversement en nanosecondes
 N_ψ : le nombre de ψ produits par déversement.

On obtient alors :

$$N_{\psi\psi}^{\text{fortuits}} = (\mathcal{B}(\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) \cdot \mathcal{L} \sigma_\psi)^2 \times 8 / N_D \Delta T \times A_{\psi\psi}$$

où N_D est le nombre de déversements.

Avec respectivement en π^- à 150, π^- à 280 et protons à 400 GeV.

$$\mathcal{B} \cdot \sigma_\psi = (0.9 \pm 0.1 ; 1.3 \pm 0.1 ; 1.1 \pm 0.3) 10^{-32} \text{ cm}^2 / \text{nucléon.}$$

$$\mathcal{L} = (0.53 \pm 0.07 ; 0.27 \pm 0.03 ; 4.0 \pm 0.6) 10^{39} \text{ cm}^2$$

$$N_D = (220000 ; 180000 ; 55000)$$

$$\Delta T = (1.2 ; 1.8 ; 1.8) \text{ seconde}$$

L'acceptance aux événements $\psi\psi$ fortuits est obtenue en simulant, à l'aide de notre programme de Monte-Carlo, deux ψ simultanément dans notre cible, sans aucune corrélation. Chaque ψ est généré suivant les distributions en x_f et P_t mesurée par cette même expérience.

Les acceptances ainsi obtenues sont résumées dans le Tableau 20.

On constatera en particulier que l'acceptance aux événements $\psi\psi$ en protons à 400 GeV est nettement plus faible qu'en faisceau de pions. Ceci est

essentiellement dû au déclenchement qui demandait un μ en haut et un μ en bas de l'appareillage avec une impulsion transverse verticale supérieure à 1 GeV/c.

En utilisant ces résultats, on obtient le nombre de $\psi\psi$ fortuits attendus pour nos trois énergies. (Tableau 20).

Table 20: ACCEPTANCE ET NOMBRE DE $\psi\psi$ FORTUITS

ENERGIE	π^- 150	π^- 280	p 400
$A_{\psi\psi} \%$	9.0 ± 1.5	12 ± 1.5	2.4 ± 0.3
$N_{\psi\psi}$	0.1	0.03	4 ± 2

En faisceau de protons, l'erreur sur le nombre de $\psi\psi$ fortuits est prise égale à \sqrt{N} .

On remarquera en particulier le bon accord entre les deux méthodes d'estimations des événements fortuits dans le cas des protons à 400 GeV/c.

Les fortuits sont donc négligeables en faisceau de pions et de l'ordre de quelques unités en faisceau de protons.

4.1.4.3 Assignation à la mauvaise cible

Travaillant avec peu d'événements, il nous faut aussi tenir compte des erreurs de reconstructions de nos programmes d'analyse, la principale étant le choix de la cible.

Bien qu'au vu de la figure 34, les ambiguïtés de cibles semblent peu importantes, il nous faut tenter d'estimer cette source de contamination par notre programme de Monte-Carlo. Trois cas peuvent se présenter :

- a. Soit un ψ est produit dans la cible et un autre dans l'absorbeur par l'empilement de deux événements où par réinteraction d'un pion secondaire.
- b. Soit les deux ψ sont produits dans l'absorbeur.
- c. Soit un ψ est produit dans la cible et dans l'absorbeur et un événement Drell-Yan pouvant simuler un autre ψ une fois assigné dans la cible. Rappelons à cet effet qu'un événement dimuon produit dans l'absorbeur et assigné à tort à la cible, a une masse apparente d'environ 800 MeV/c plus faible. Bien que la section efficace de production de Drell-Yan avec une masse supérieure à celle du ψ soit de plus d'un facteur 10 inférieure à la section efficace de $\psi_{\mu^+\mu^-}$, la probabilité qu'il soit assigné à la cible n'est pas négligeable ainsi que nous allons le voir.

La probabilité que de tels événements simulent un événement $\psi\psi$ dans la cible est représentée dans le Tableau 21 où, pour comparer, nous avons rappelé la probabilité de reconstruire correctement un bon événement. Nous nous sommes limités à nos données en protons où les ambiguïtés de cibles sont les plus importantes.

Table 21: PROBABILITE D'ASSIGNATION A LA MAUVAISE CIBLE (P 400 GeV)

type d'événements	ψ_{platine} ψ_{platine}	$\psi_{\text{absorbeur}}$ $\psi_{\text{absorbeur}}$	ψ_{platine} $\psi_{\text{absorbeur}}$	ψ_{platine} D-Y $\psi_{\text{absorbeur}}$
probabilité de reconstruction	$2.4 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-3}$

On remarquera sur ce Tableau que nos coupures sont très sélectives pour des événements qui ne sont pas produits dans la même cible.

Détaillons pour cela le cas des événements ψ platine, ψ absorbeur. Nous avons généré 40.000 événements $\psi\psi$, dont 912 ont rempli les conditions du déclenchement. Sur ces 912 événements écrits sur DST :

- 419 ont été rejetés par la coupure de vertex.
- 23 par la coupure de temps, c'est à dire les deux μ d'un ψ hors de l'acceptance du γ_1 .
- 373 enfin qui ont une masse reconstruite trop faible (fig 39), soit 80% des événements restants.

Ceci signifie que l'estimation de la masse de la paire $\mu^+\mu^-$ supplémentaire est la coupure la plus sévère. Dans le cas de la recherche d'événements $\psi\psi$ dans la cible la résolution au vertex, même si elle n'est pas trop bonne, n'est pas un problème majeur. Le nombre d'événements attendus avec des événements $\psi_{\text{platine}} \psi_{\text{absorbeur}}$ et $\psi_{\text{absorbeur}} \psi_{\text{absorbeur}}$ est de l'ordre de 0.1, donc négligeable.

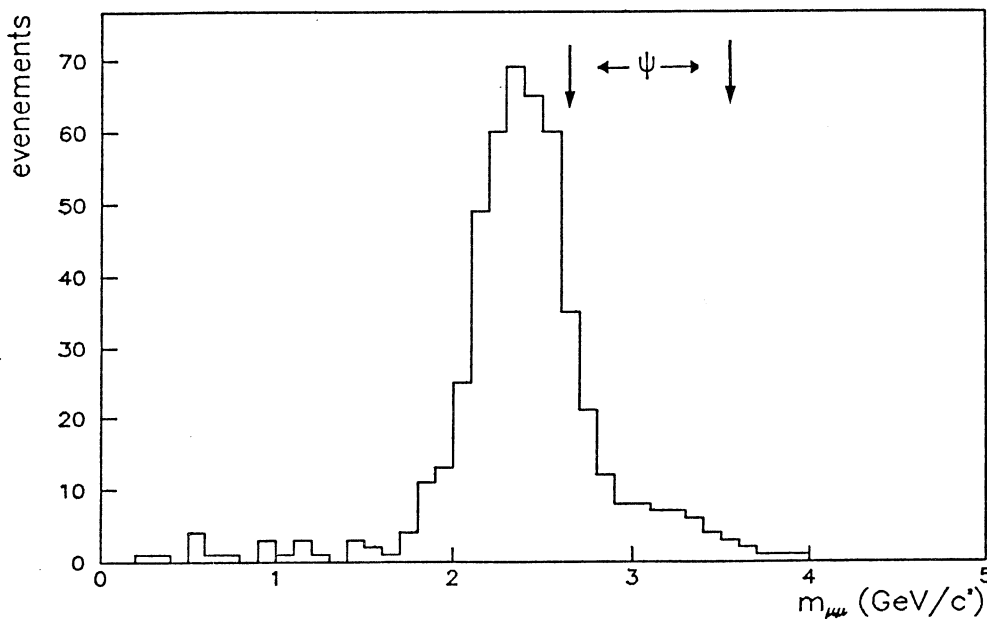


Figure 39: MASSE RECONSTRUITE POUR DES EVENEMENTS $\psi_{\text{plat.}} \psi_{\text{abs.}}$ ASSIGNES A LA CIBLE

La contamination ψ platine D.Y. absorbeur est elle aussi négligeable, non pas parce que la probabilité de reconstruction dans la cible est faible, mais parce que la section efficace de production de Drell-Yan est faible. Le nombre d'événements $\psi\psi$ dus à cette contamination est inférieur à 0.1.

Notons qu'il en aurait été autrement si nous avions cherché à mettre en évidence un signal $\psi\psi$ dans l'absorbeur.

En effet, la contamination par des événements D.Y. platine ψ absorbeur avec $m_{D-Y} < m_\psi$ n'était alors plus négligeable, car la section efficace de production de Drell-Yan avec une masse inférieure à celle du ψ est très supérieure à la section efficace de production de ψ . Cette remarque justifie que l'on n'ait pas tenté d'étudier les événements $\psi\psi$ produits dans l'absorbeur.

En conclusion, nous pouvons estimer que la contamination due à notre résolution en vertex est au total inférieure à 0.2 événement.

4.1.4.4 Réinteraction d'un pion secondaire

Cette contamination provient de l'interaction d'un pion secondaire produit avec un ψ dans la cible, et pouvant produire un autre ψ . Elle est beaucoup plus complexe à déterminer, mais beaucoup plus faible que les précédentes. Nous nous contenterons donc d'une estimation pour nous convaincre qu'elle est négligeable.

Pour avoir une chance de produire un ψ par un pion secondaire, il faut que celui-ci ait une impulsion suffisante, de l'ordre de 50 GeV/c. Or dans une version sans absorbeur de cette expérience, avec un faisceau de π^- à 280 GeV, nous avons trouvé par événement moins d'un hadron accompagnant le ψ avec une impulsion suffisante.

Le nombre de $\psi\psi$ produits par réinteraction est :

$$N_{\psi\psi}^{\text{réinteraction}} = \sigma(\psi) \times \mathcal{B}(\psi \rightarrow \mu\mu) \times \mathcal{L} \times N_{pt} \times \sigma(\pi p \rightarrow \psi) \times \mathcal{B}(\psi \rightarrow \mu\mu) \times A_{\psi\psi}$$

où :

$$\mathcal{B}(\psi \rightarrow \mu\mu) = 7.5 \% \text{ rapport de branchement de } \psi \rightarrow \mu\mu$$

$A_{\psi\psi}$ acceptance aux $\psi\psi$ de réinteraction prise égale à celle des $\psi\psi$ fortuits.

$\sigma(\pi p \rightarrow \psi) = 14 \text{ nb}$: section efficace de production de ψ à 50 GeV.

N_{pt} = nombre de nucléons effectifs ; (0.58, 0.58, 1.1) 10^{26} cm^2 en π^- à 150, π^- à 280 et proton 400 GeV respectivement.

On obtient alors :

$$\begin{array}{ll} N_{\psi\psi}^r \approx 0.03 & \text{en } \pi^- \text{ à 150 GeV} \\ N_{\psi\psi}^r \approx 0.003 & \text{en } \pi^- \text{ à 280 GeV} \\ N_{\psi\psi}^r \approx 0.1 & \text{en protons à 400 GeV} \end{array}$$

Donc dans tous les cas, le nombre d'événements $\psi\psi$ dus à la réinteraction d'un pion secondaire est inférieur à 0.1 événement.

CONCLUSION

L'étude de toutes les contaminations possibles aux événements $\psi\psi$ montre que seuls les événements fortuits et le continuum sous la masse des ψ sont une source de bruit non négligeable. Alors qu'en faisceau de π^- , toutes les contaminations sont largement inférieures à 1 événement, en faisceau de protons; 2 événements du continuum et 4 fortuits contaminent nos données.

Notre signal de production d'événements $\psi\psi$ par une interaction unique est alors :

$$\begin{array}{ll} N_{\psi\psi} = 6 & \text{en faisceau de } \pi^- \text{ à 150 GeV} \\ N_{\psi\psi} = 7 & \text{en faisceau de } \pi^- \text{ à 280 GeV} \\ N_{\psi\psi} = 15 \pm 3 & \text{en faisceau de protons} \end{array}$$

L'erreur sur ces nombres est due à l'incertitude sur l'estimation des diverses contaminations.

4.2 CINEMATIQUES DES EVENEMENTS $\psi\psi$

Ainsi que nous l'avons vu dans le Chapitre 3, les processus de production d'événements $\psi\psi$ sont nombreux ; 8 au moins recensés pour le moment. Nous allons tenter dans cette partie, d'identifier le ou les processus responsables de

nos événements, en comparant les quantités cinématiques des $\psi\psi$ avec celles prédites par les modèles.

Bien entendu, du fait de notre faible lot d'événements nous ne nous attendons pas à des conclusions très précises.

Dans tout ce paragraphe, nous représenterons sur les mêmes figures, les données en π^- à 150 GeV/c et π^- à 280 GeV/c. Les caractéristiques cinématiques de nos événements, ou des événements simulés sont identiques à ces deux énergies.

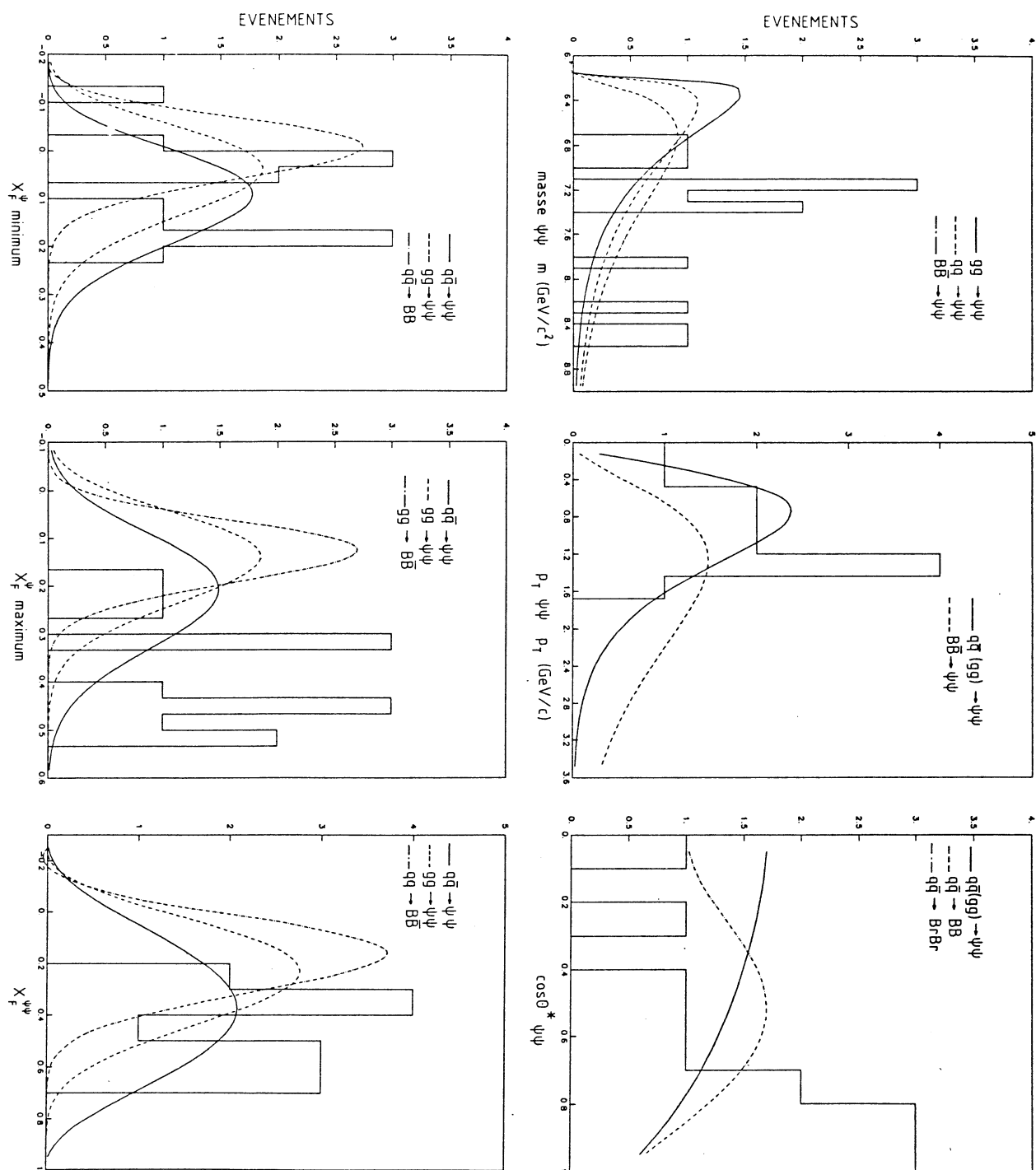
Pour ne pas alourdir les figures, nous avons représenté par une seule courbe, les courbes voisines à 20% près, pour nos différents processus, celle-ci étant normalisées à un même nombre d'événements.

Les figures 40, 41, représentent respectivement pour nos données en π^- et proton, la masse invariante et le x_f des $\psi\psi$; le x_f minimum et le x_f maximum de chaque ψ ; l'impulsion transverse des $\psi\psi$ et le cosinus de l'angle de production d'un des ψ , par rapport à la ligne de vol du $\psi\psi$ (paragraphe 3.4) ; et enfin (fig. 42) l'angle ϕ que font les ψ entre eux en projection dans le plan transverse au faisceau ($0 < \phi < 180^\circ$).

La première conclusion qui s'impose est qu'aucun modèle ne reproduit parfaitement nos données. Mais étant donné le peu d'événements à notre disposition, ceci n'est pas complètement surprenant, d'autant plus que pour nos données en protons, sur les 21 événements observés, environ 6 sont du bruit de fond.

Cependant, plusieurs remarques peuvent être faites :

- a. La masse invariante des événements $\psi\psi$ est élevée, surtout en faisceau de π^- , puisqu'aucun événement n'est en dessous de 6.7 GeV/c² de masse. Cette caractéristique est mieux reproduite par les modèles de production de $B\bar{B}$.
- b. La production de $\psi\psi$ s'effectue surtout vers l'avant c'est à dire $x_f^{\psi\psi} > 0$. Ceci est d'autant plus vrai en faisceau de pions puisqu'à cette énergie $\langle x_f^{\psi\psi} \rangle \approx 0.45$ (≈ 0.2 en faisceau de protons). Cette différence entre nos données en π^- et proton va en faveur d'un processus direct de fusion de quarks en π^- et de gluons en proton. Cette caractéristique bien qu'elle ne

Figure 40: CINEMATIKES DES EVENEMENTS $\psi\psi$ (DONNEES EN Π^-)

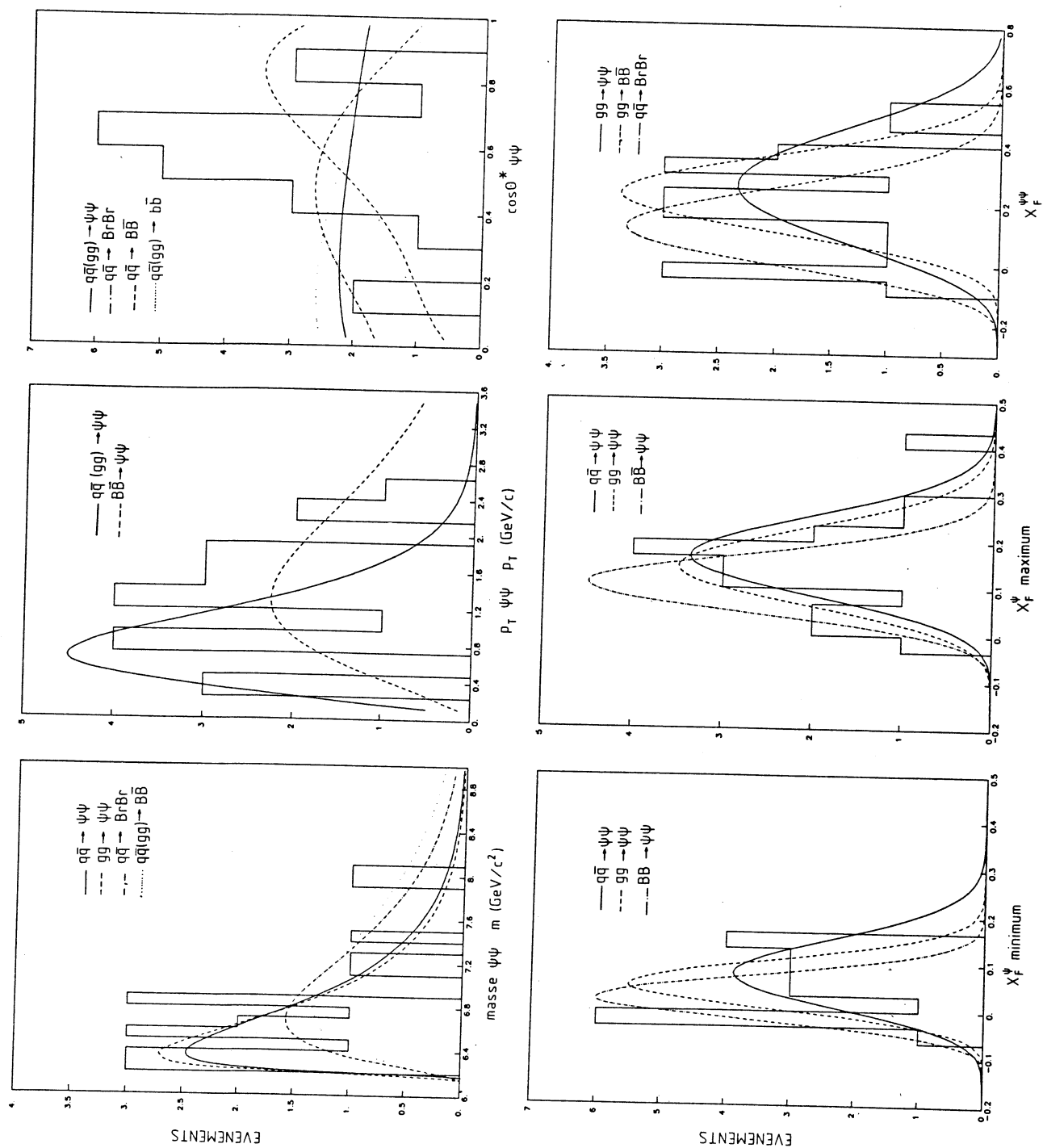
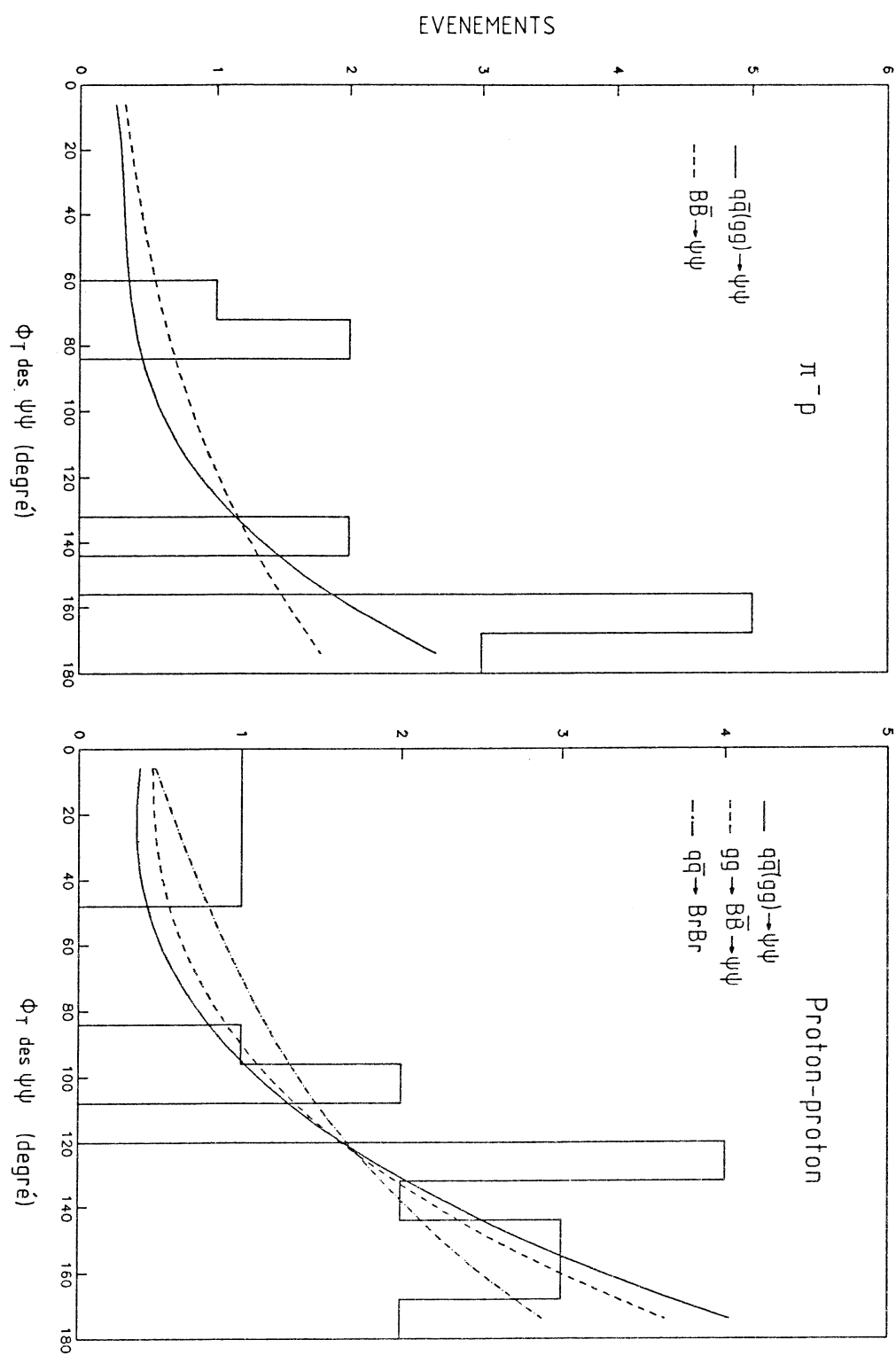


Figure 41: CINEMATQUES DES EVENEMENTS $\psi\psi$ (DONNEES EN PROTONS)

Figure 42: DIFFERENCE AZIMUTALE ENTRE LES DEUX ψ

soit pas bien reproduite par aucun des modèles de production directe de $\psi\psi$. (tableau 22) est la plus révélatrice, puisqu'elle dévoile la structure même des hadrons interagissants.

- c. L'impulsion transverse des $\psi\psi$ est relativement faible : $\langle P_t^{\psi\psi} \rangle \approx 0.9$ GeV/c en π^- et $\langle P_t^{\psi\psi} \rangle \approx 1.3$ GeV/c en proton, ce qui prouve une forte corrélation entre les ψ au moment de la production, et exclut donc que ce soient des événements fortuits puisque la valeur moyenne de l'impulsion transverse est dans ce cas de 1.7 GeV/c, en π^- comme en proton.
- d. L'angle de production θ^* est tel que la distribution en $\cos\theta^*$ est approximativement plate, ce qui va en faveur d'une production isotrope (donc non périphérique).
- e. Enfin, la différence azimutale ϕ , a une valeur moyenne importante ($\approx 130^\circ$), ce qui prouve à nouveau une forte corrélation entre les ψ d'un même événement. Cette distribution en différence azimutale est assez bien reproduite par tous nos modèles, ce qui indique que cette variable correspond à une structure interne des hadrons indépendante des différents modes de production. Nous verrons dans le paragraphe 4-4. qu'il s'agit du k_t intrinsèque.

Afin de tenter d'identifier le processus de production de nos événements $\psi\psi$, nous avons porté dans le tableau 22, les valeurs moyennes des différentes quantités cinématiques pour tous nos modèles, ainsi que pour nos données. Nous avons encadré les valeurs qui se trouvent à moins d'un écart type des valeurs mesurées.

On constate alors que les processus de production des $\psi\psi$ par l'intermédiaire de méson de beauté sont en général peu satisfaisants.

De plus, ce tableau se révèle plutôt en faveur du processus $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$ en faisceau de pions, et $gg \rightarrow \psi\psi$ en faisceau de protons, ce qui semble confirmer les résultats du Chapitre 3.

Ne nous étonnons pas toutefois que l'accord entre données et simulations ne soit pas parfait, car nos modèles ne sont basés que sur des calculs de QCD au premier ordre, qui ne représentent que la moitié ($K \approx 2$) des événements à tous les ordres de QCD.

Table 22: COMPARAISON DONNEES SIMULATION POUR LES $\Psi\Psi$

	π^- 150 GeV π^- 280 GeV							
	$m_{\Psi\Psi}$	$P_t^{\Psi\Psi}$	P_t^{Ψ}	$x_f^{\Psi\Psi}$	x_f^{Ψ}	x_f^{Ψ}	$\cos\theta^x$	ϕ
	GeV/c ²	GeV/c	GeV/c		min	max		degré
Données	$7.4 \pm .3$	$.9 \pm .2$	$1.5 \pm .1$	$.45 \pm .02$	$.08 \pm .02$	$.37 \pm .03$	$.7 \pm .06$	139 ± 10
$q\bar{q} \rightarrow \Psi\Psi$	[7.1]	[1.1]	[1.4]	0.33	[.1]	0.23	0.45	[134]
$gg \rightarrow \Psi\Psi$	6.9	[1.0]	1.3	0.22	0.05	0.17	0.47	[130]
$q\bar{q} \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \Psi\Psi$	7.8	1.6	2.1	0.22	0.01	0.21	0.48	[134]
$gg \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \Psi\Psi$	[7.1]	1.6	[1.6]	0.15	0.02	0.13	0.43	113
$q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \Psi\Psi$	[7.5]	1.6	1.9	0.21	0.03	0.18	0.43	125
$gg \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \Psi\Psi$	[7.3]	1.6	1.7	0.15	0.01	0.14	0.44	118
$qg \rightarrow \bar{B}_r b \rightarrow \Psi\Psi$	[7.3]	1.6	1.7	0.24	0.04	0.20	0.49	116
$q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r \rightarrow \Psi\Psi$	[7.6]	1.6	[1.6]	0.25	-0.02	0.27	[.7]	110

	Protons 400 GeV							
	$m_{\Psi\Psi}$	$P_t^{\Psi\Psi}$	P_t^{Ψ}	$x_f^{\Psi\Psi}$	x_f^{Ψ}	x_f^{Ψ}	$\cos\theta^x$	ϕ
	GeV/c ²	GeV/c	GeV/c		min	max		degré
Données	$6.8 \pm .2$	$1.3 \pm .1$	$1.2 \pm .1$	$.21 \pm .03$	$.05 \pm .02$	$.16 \pm .02$	$.58 \pm .04$	124 ± 9
$q\bar{q} \rightarrow \Psi\Psi$	[6.8]	0.9	[1.2]	0.26	0.08	[.18]	0.48	[131]
$gg \rightarrow \Psi\Psi$	[6.9]	0.9	[1.2]	[0.18]	0.04	[0.14]	0.48	[131]
$q\bar{q} \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \Psi\Psi$	7.5	1.6	1.8	[0.18]	0.02	[0.16]	0.47	[130]
$gg \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \Psi\Psi$	7.1	1.5	1.6	0.13	0.02	0.11	0.41	[122]
$q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \Psi\Psi$	7.3	1.6	1.8	0.17	[.03]	[.14]	0.42	[129]
$gg \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \Psi\Psi$	7.4	1.6	1.8	0.13	0.0	0.13	0.43	[130]
$qg \rightarrow \bar{B}_r b \rightarrow \Psi\Psi$	7.3	1.5	1.7	0.14	0.01	0.13	0.42	[128]
$q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r \rightarrow \Psi\Psi$	7.2	[1.4]	1.4	[.19]	0.0	0.19	0.63	[116]

4.3 SECTIONS EFFICACES TOTALES :

La section efficace de production d'événements $\psi\psi$ s'écrit :

$$\sigma(\psi\psi) = N_{\psi\psi}/A_{\psi\psi} \times 1/\mathcal{B}^2 \times 1/\mathcal{L}$$

où : $N_{\psi\psi}$ représente le nombre d'événements observés
 $A_{\psi\psi}$ acceptance aux événements $\psi\psi$
 $\mathcal{B} = 7.4 \pm 1.2\%$ le rapport de branchement du ψ en $\mu^+\mu^-$
 \mathcal{L} la luminosité sur la cible (paragraphe 1-1.2.)

Le point le plus délicat dans ce calcul est bien entendu l'acceptance aux événements $\psi\psi$ qui dépend fortement des caractéristiques cinématiques de ceux-ci et donc du processus élémentaire considéré. (Tableau 23).

On remarque ainsi que les acceptances varient de près d'un facteur 3 entre les processus $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$ et $q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r \rightarrow \psi\psi$, d'où la nécessité d'avoir une idée des processus mis en jeu.

Table 23: ACCEPTANCE AUX EVENEMENTS $\Psi\Psi$

accept.	$q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$	$gg \rightarrow \psi\psi$	$q\bar{q} \rightarrow B\bar{B}$	$gg \rightarrow B\bar{B}$	$q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$	$gg \rightarrow b\bar{b}$	$qg \rightarrow \bar{B}_r b$	$q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r$
%			$\rightarrow \psi\psi$	$\rightarrow \psi\psi$	$\rightarrow \psi\psi$	$\rightarrow \psi\psi$	$\rightarrow \psi\psi$	$\rightarrow \psi\psi$
$\pi^- 150$	12.2	8.3	7.3	8.0	9.0	7.9	11.0	8.1
$\pi^- 280$	14.7	10.8	10.4	12.0	12.7	10.8	14.6	5.8
p 400	2.6	2.2	1.5	1.8	1.6	1.3	1.4	0.9

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que nos événements sont plutôt en faveur d'une production directe. Les différentes caractéristiques cinématiques étant mieux reproduites par l'annihilation de quarks ou la fusion de gluons, il

est raisonnable de prendre l'acceptance correspondant à ces modèles. Cette hypothèse est d'ailleurs confirmée par les résultats du Chapitre 3.

Les sections efficaces ainsi obtenues sont données dans le Tableau 24. L'erreur sur ces valeurs est uniquement statistique, c'est à dire : $\Delta \sigma / \sigma = \Delta N / N$ où N est le nombre d'événements observés. Nous avons aussi porté dans ce Tableau les sections efficaces prédites (paragraphe 3-5.3.3.).

Table 24: SECTIONS EFFICACES TOTALES DE PRODUCTION DE $\Psi\Psi$ (pb)

$\sigma(\Psi\Psi) : \text{pb}$	$\pi^- 150 \text{ GeV}$	$\pi^- 280 \text{ GeV}$	protons 400 GeV
mesure	18 ± 8	31 ± 10	27 ± 10
prédiction	10	30	30

L'accord entre nos prévisions et nos mesures est assez remarquable surtout si l'on se souvient des nombreuses incertitudes sur le calcul des sections efficaces, ainsi que l'erreur systématique sur l'acceptance à nos événements observés.

Ces résultats forment un ensemble assez cohérent. L'accord est valable pour trois types de faisceau incident avec deux appareillages assez différents.

Nous pouvons donc conclure avec vraisemblance que la production d'événements $\Psi\Psi$ dans les interactions hadroniques est dominée dans le cas d'interactions $\pi^- p$ par le processus d'annihilation de quarks : $q\bar{q} \rightarrow \Psi\Psi$ et dans le cas d'interactions proton-proton par la fusion de gluons : $gg \rightarrow \Psi\Psi$.

La production de mésons de beauté ne peut en aucun cas expliquer nos événements $\Psi\Psi$. Cette affirmation étant la plus controversée, nous rechercherons au Chapitre 5, une limite supérieure à la section efficace de $B\bar{B}$, qui nous le verrons, exclura définitivement la production de $\Psi\Psi$ par l'intermédiaire du $B\bar{B}$.

Avant d'aborder cet important chapitre, nous allons montrer comment à partir de ces événements $\psi\psi$, nous pouvons obtenir une mesure du k_t effectif des partons à l'intérieur des hadrons.

4.4 MESURE DU K_t EFFECTIF

Dans la mesure où la production d'événements $\psi\psi$ est du type parton + parton $\rightarrow \psi\psi$, et en l'absence d'impulsion transverse des partons, l'angle azimutal de production entre les deux ψ doit être exactement 180° . En effet, nos modèles de production étant calculés à l'ordre le plus bas de QCD, donc sans émission externe de gluon, la simple conservation du moment transverse conduit à :

$$\vec{k}_t^{\text{parton 1}} + \vec{k}_t^{\text{parton 2}} = \vec{p}_t^{\psi_1} + \vec{p}_t^{\psi_2} = 0$$

A partir du moment où l'on donne aux partons initiaux une impulsion transverse non nulle, il en résulte une transformation de Lorentz transverse qui va déformer la distribution en angle azimutal (ϕ), et donner à la paire $\psi\psi$ une impulsion transverse non nulle. A cette contribution (paragraphe 3-3), s'ajoutent les corrections aux ordres supérieurs de QCD.

La mesure de cet angle ϕ est donc relié au k_t effectif, somme du k_t intrinsèque des partons et du k_t dû aux corrections QCD.

L'avantage d'utiliser cette variable est qu'elle dépend peu du mode de production des $\psi\psi$ ainsi que le montre le Tableau 22. Au contraire, l'impulsion transverse de la paire $\psi\psi$ qui en principe est plus directement liée au k_t effectif des partons dépend beaucoup du modèle.

Notre méthode consiste à simuler à l'aide de notre programme de Monte-Carlo, des événements $\psi\psi$ suivant divers modes de production en donnant aux partons initiaux une valeur moyenne du k_t effectif variable.

Nous avons, pour estimer nos erreurs systématiques utilisé deux fonctions de répartition différentes pour simuler le k_t des partons. [26]

- a. Une distribution gaussienne telle que nous l'avons décrite au paragraphe 3-3.
- b. Une distribution de Fermi, c'est à dire une fonction de probabilité constante en k_t^2 entre 0 et k_{\max} avec $k_{\max} = 4/3 \times \langle k_t \rangle$ et $f(k_t, \phi) = 3/2\pi \times k_t/k_m^3$.

L'incertitude sur la valeur moyenne de la différence azimutale due à ces différentes hypothèses, n'excède pas 10%. Sur les Figures 43, nous avons représenté l'évolution de $\langle \phi \rangle$ en fonction de $\langle k_t^{\text{eff}} \rangle$, ainsi que la valeur mesurée avec son incertitude.

Pour nos données en proton à 400 GeV, la valeur moyenne de l'angle ϕ est corrigée par estimation des six événements de fond ; c'est à dire :

$$\langle \phi \rangle^{\text{réel}} = \frac{21 \times \langle \phi \rangle^{\text{mesuré}} - 6 \times \langle \phi \rangle^{\text{fond}}}{15}$$

Notre programme de simulation d'événements $\psi\psi$ fortuits donne : $\langle \phi \rangle^{\text{fond}} = 103^\circ$, c'est à dire une distribution en ϕ pratiquement plate aux corrections d'acceptance près.

On obtient alors :

$$\langle \phi \rangle^{\text{réel}} = (132 \pm 10)^\circ$$

Des figures 43, on extrait alors :

$$\langle k_t \rangle^{\text{effectif}} = 0.7 \pm 0.3 \text{ GeV/c en } \pi^-$$

$$\langle k_t \rangle^{\text{effectif}} = 0.7 \pm 0.2 \text{ GeV/c en protons}$$

Ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par la production de DD dans les interactions hadroniques [52]

Cette expérience a observé 13 événements $D\bar{D}$ produits dans les interactions $\pi^- \text{Be}$, caractérisés eux aussi par une forte corrélation, se traduisant par :

$$\langle \phi_{D\bar{D}} \rangle \simeq 128^\circ \pm 8^\circ$$

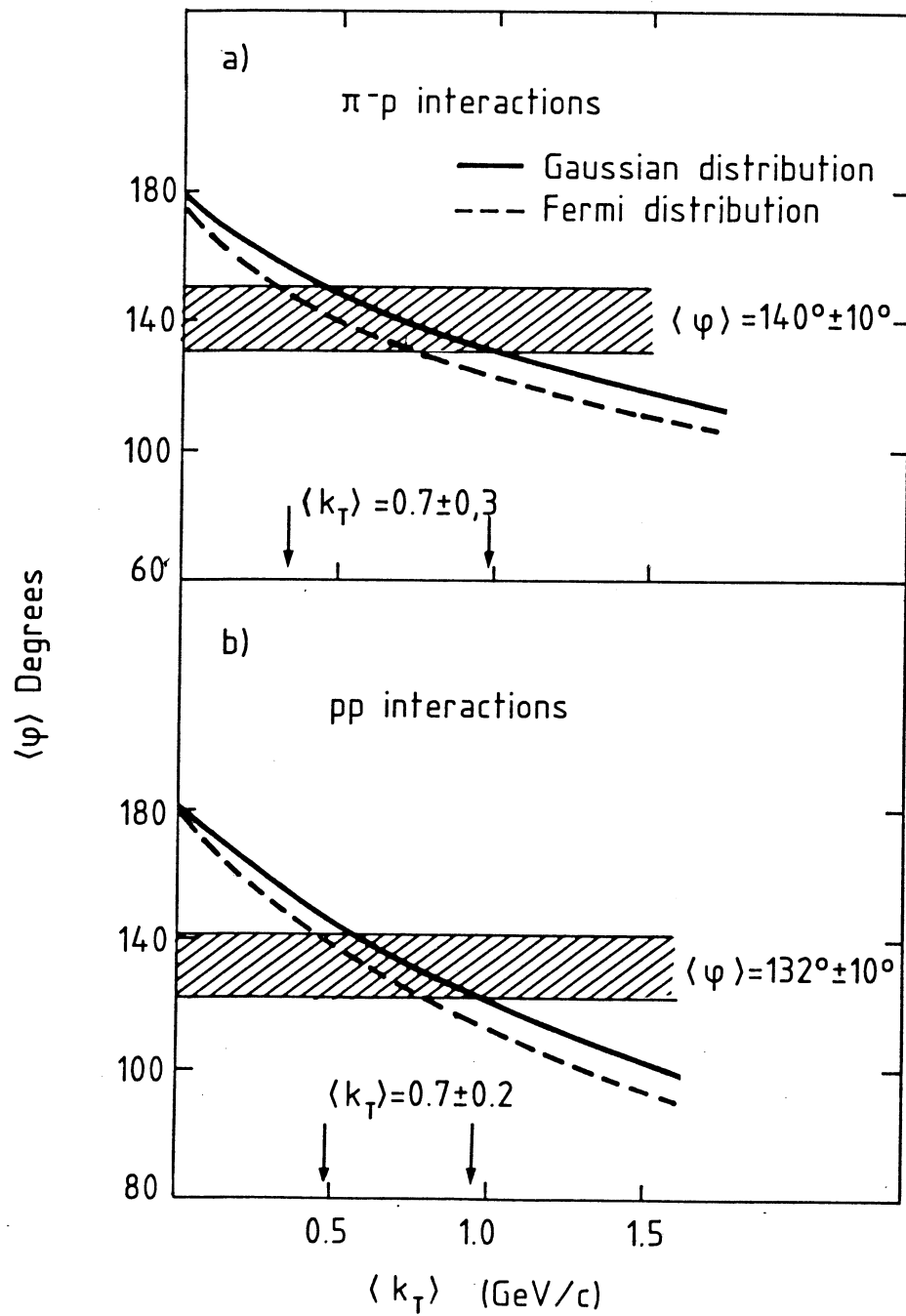


Figure 43: EVOLUTION DE $\langle \phi \rangle$ EN FONCTION DE $\langle K_T \rangle$

Une analyse semblable à la nôtre [26] montre que le mécanisme dominant de production de DD est la fusion de gluon et conduit à :

$$\langle k_t \rangle_{DD}^{\text{effectif}} = 0.6 \pm 0.1 \text{ GeV}/c$$

En conclusion, les distributions en angles azimutaux ϕ , sont très bien expliquées par l'impulsion transverse initiale des partons, qu'il s'agisse de quarks ou de gluons, en π^- comme en proton.

Les expériences de Drell-Yan aboutissant à $\langle k_t \rangle^{\text{intrinsèque}} \approx 0.4 \text{ GeV}/c$, on en déduit :

$$\langle k_t \rangle^{\psi\psi}_{QCD} \approx 0.6 \text{ GeV}/c.$$

CONCLUSION :

De l'analyse de nos événements quadrimuons en faisceau de π^- à 150 et 280 GeV, et en faisceau de proton à 400 GeV, nous avons extrait un signal de production d'événements $\psi\psi$. Après soustraction des diverses contaminations, on obtient : $N_{\psi\psi} = 6$ en π^- à 150 GeV, $N_{\psi\psi} = 7$ en π^- à 280 GeV et $N_{\psi\psi} = 15 \pm 3$ en protons à 400 GeV.

Les sections efficaces obtenues sont faibles ; respectivement 18 ± 8 , 31 ± 10 , $27 \pm 10 \text{ pb}$.

Les caractéristiques cinématiques de ces événements ainsi que la section efficace totale sont en faveur d'un processus direct de production ; soit : $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$ en faisceau de π^- et $gg \rightarrow \psi\psi$ en faisceau de proton.

La corrélation angulaire dans le plan transverse de ces événements permet d'estimer le k_t effectif des partons (quarks ou gluons) : $\langle k_t \rangle^{\text{effectif}} \approx 0.7 \text{ GeV}/c$.

Le bon accord entre les prédictions théoriques et nos résultats, nous permet d'estimer que la production d'événements $\psi\psi$ est bien comprise.

CHAPITRE 5

SECTION EFFICACE DE PRODUCTION $B\bar{B}$

Nous nous proposons dans ce chapitre de donner une limite à la section efficace de production de $B\bar{B}$ dans les interactions hadroniques. Jusqu'à ce jour, aucune expérience n'a pu mettre en évidence une telle production ; la principale raison en étant la faible section efficace ainsi que nous l'avons vu dans le Chapitre 3.

Le mode dominant de désintégration des mésons B est du type : $B \rightarrow D + X$. Le rapport de branchement du mode de désintégration leptonique n'excède pas 15%, ce qui rend son observation d'autant plus délicate.

Notre expérience n'étant conçue que pour observer des muons, c'est donc dans les désintégrations leptonique des mésons B que nous allons chercher.

Les modes de désintégrations qui vont nous intéresser sont de quatre sortes

- Désintégration directe : $B \rightarrow \mu\nu X$. Nous noterons μ_d le muon provenant de cette réaction.
- Désintégration en cascade : $B \rightarrow D + X$ suivi de $D \rightarrow \mu_c \nu K$.
- Désintégration double : $B \rightarrow D \mu X$

\downarrow
 $\longrightarrow \mu\nu K$
- Désintégration en ψ : $B \rightarrow \psi + X$

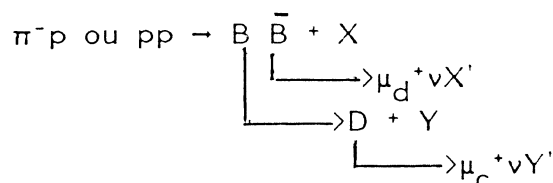
Ces modes vont nous permettre d'explorer des événements du type : $\mu_d^+ \mu_c^+$; $\psi \mu_d^+$; $\mu_d^+ \mu_d^- \mu_c^+$; $\mu_d^+ \mu_c^- \mu_c^+ \mu_d^-$ et $\psi \mu_d^+ \mu_c^-$.

Dans toute la suite nous n'étudierons que les résultats obtenus à deux énergies : π^- de 280 GeV/c et protons de 400 GeV/c. La raison principale est qu'en faisceau de π^- de 150 GeV/c, la résolution en temps n'est pas très bonne. (paragraphe 4-1.2.).

De plus, nous étudierons avec plus de détails les protons à 400 GeV/c, qui une fois encore, posent beaucoup plus de problèmes, liés d'une part au flux important, et d'autre part au déclenchement très restrictif.

5.1 DIMUONS DE MEME SIGNE

De tels événements peuvent être obtenus par la désintégration suivante :



Où X , X' , Y et Y' représentent différents états hadroniques. Ces événements se manifestent par deux muons de même signe dont l'un a une grande impulsion transverse provenant de la désintégration directe du B (typiquement $\langle P_t^\mu \rangle \approx 1.5 \text{ GeV/c}$), et l'autre une impulsion transverse substantiellement plus élevée que celle des μ provenant de la désintégration de π ou de K (typiquement $\langle P_t^\mu \rangle \approx 0.7 \text{ GeV/c}$).

5.1.1 Sélection des événements

Bien entendu, nous n'étudierons que les événements $\mu^\pm \mu^\pm$ dont le vertex est reconstruit dans la cible. Les Figures 44 et 45 montrent les principales caractéristiques des $\mu^\pm \mu^\pm$ en protons à 400 GeV/c.

Les courbes en pointillés sont obtenues avec les événements Monte-Carlo, où tous les modèles sont pris avec un poids égal afin d'éviter de couper arbitrairement des structures physiquement minoritaires; soit :

$$q\bar{q} \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \mu\mu ; gg \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \mu\mu ; qg \rightarrow \bar{B}_r b \rightarrow \mu\mu ; q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \mu\mu \quad gg \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \mu\mu \text{ et } q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r \rightarrow \mu\mu$$

C'est en comparant les événements réels avec les événements simulés que nous déterminons les coupures.

Ces figures appellent plusieurs remarques :

- La distribution de temps, Fig 44a, montre que la majorité des événements sont fortuits. Nous éliminons donc les événements tels que :

$$t_{\mu\mu} = |t_{\mu_1} - t_{\mu_2}| \geq 4 \text{ ns, aussi bien en } \pi^- \text{ qu'en protons.}$$

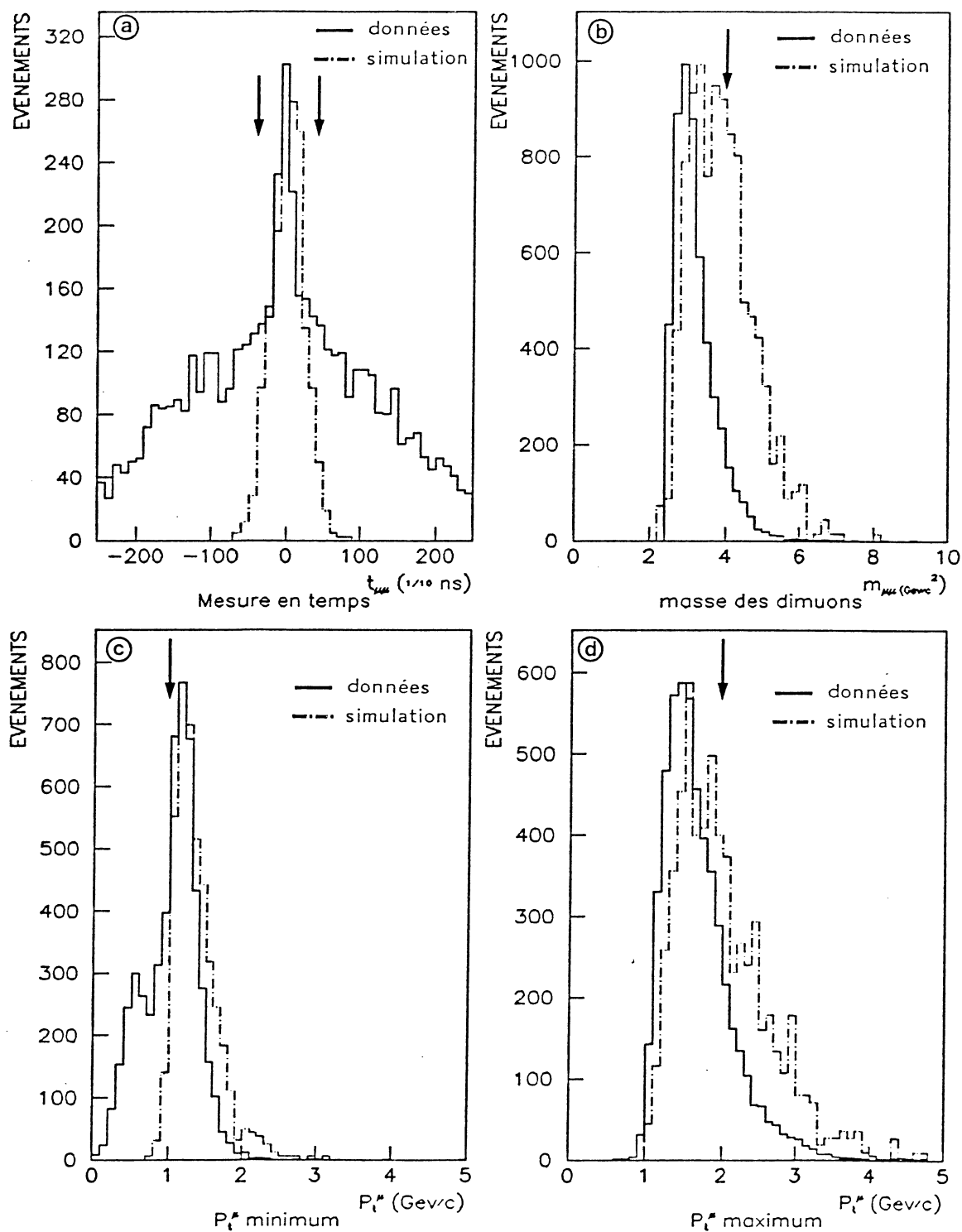


Figure 44: LES $\mu^+\mu^-$ EN FAISCEAU DE PROTONS

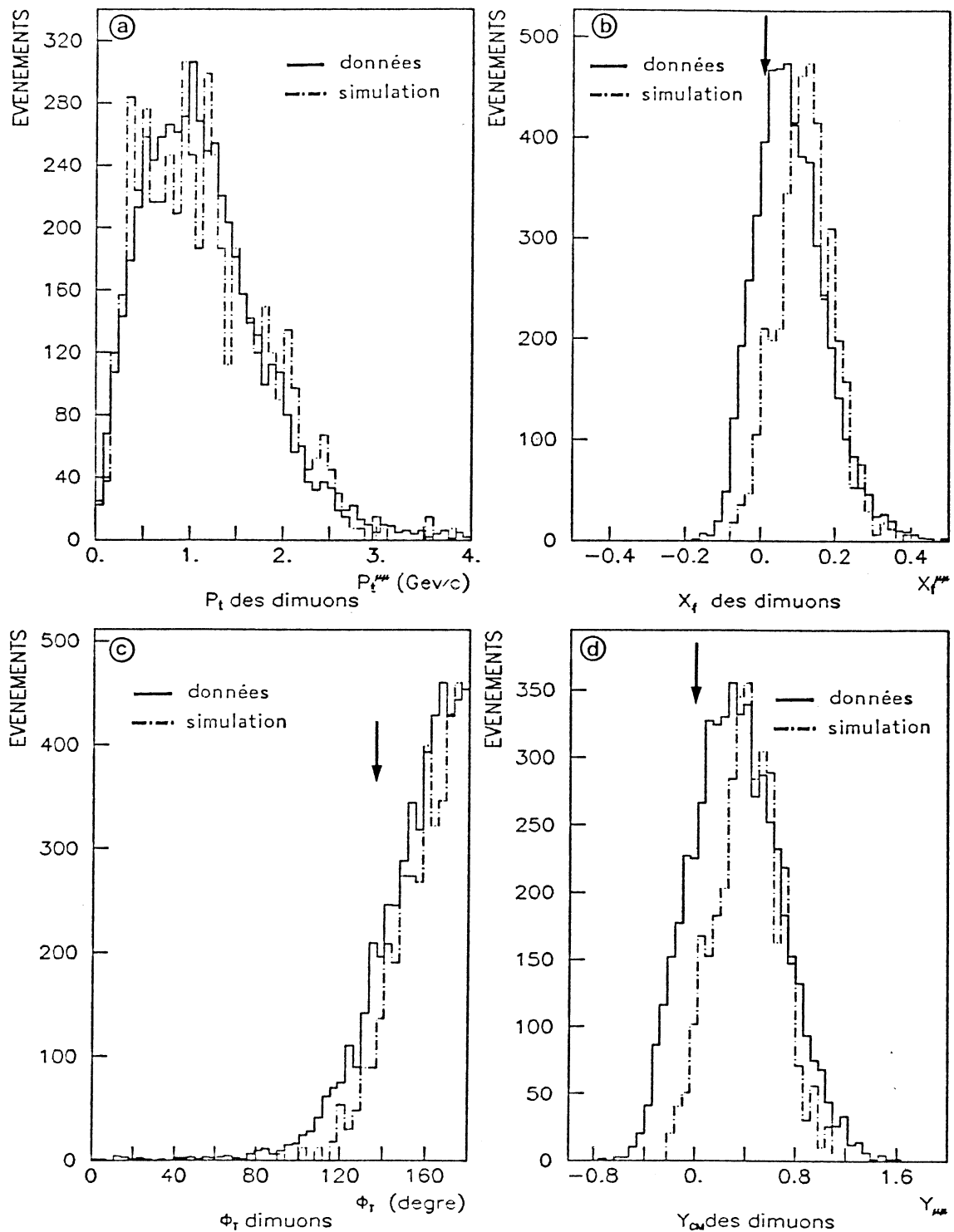


Figure 45: LES $\mu^+\mu^-$ EN FAISCEAU DE PROTONS

- b. La masse invariante des dimuons (Fig 44b) provenant de la désintégration de $B\bar{B}$ est élevée comparée à celle des événements réels. Pour enrichir notre lot d'événements en $B\bar{B}$, nous sélectionnerons donc les événements $\mu^+\mu^-$ de haute masse. En protons, la limite est mise à $4 \text{ GeV}/c^2$ à cause du déclenchement par la matrice de masse (paragraphe 1-3.2.3) dont la pleine efficacité n'est obtenue qu'au dessus de $4 \text{ GeV}/c^2$. En faisceau de π^- (Fig 46a) nous avons choisi $m_{\mu\mu} > 2.75 \text{ GeV}/c$. Cette valeur est déterminée un peu arbitrairement. Elle élimine 75% des données réelles et seulement de l'ordre de 25% des événements simulés.
- c. Les Figures 44c et 44d représentent respectivement les distributions d'impulsion transverse minimum et maximum des événements $\mu\mu$. On remarquera tout d'abord qu'un grand nombre d'événements ont au moins un μ dont l'impulsion transverse est inférieure à $1 \text{ GeV}/c$, alors que le système de déclenchement demande que les deux aient un P_t supérieur à $1 \text{ GeV}/c$. Ces événements sont en fait des événements à trois muons, reclassés dimuons, l'une des traces n'ayant pas été reconstruite par le programme PATREC. Pour éliminer ces événements, nous imposons alors aux dimuons d'être à eux seuls responsables du déclenchement. Ceci revient à demander :

$$P_t^{\mu}_{\max} > P_t^{\mu}_{\min} > 1 \text{ GeV}/c \text{ en protons}$$

$$P_t^{\mu}_{\max} > P_t^{\mu}_{\min} > 0.6 \text{ GeV}/c \text{ en } \pi^-$$

Nous demanderons de plus, pour enrichir les événements $B\bar{B}$: (fig. 44d et 46b) que :

$$P_t^{\mu}_{\max} > 2 \text{ GeV}/c \text{ en protons}$$

$$P_t^{\mu}_{\max} > 1.5 \text{ GeV}/c \text{ en } \pi^-$$

- d. Du fait de la mauvaise acceptance à $x_f^{\mu\mu} < 0.$, et du fait que les $\mu^+\mu^-$ simulés sont produits à $x_f^{\mu\mu} > 0.$ (Fig 45b), nous éliminons les événements à x_f négatif. De même, nous éliminons les $\mu\mu$ qui ont une rapidité négative dans le centre de masse (Fig 45d).

e. La Figure 45c montre la distribution en différence azimutale ϕ_t définie par

$$\cos\phi_t = \frac{\vec{p}_{t_1}^\mu \times \vec{p}_{t_2}^\mu}{|\vec{p}_{t_1}^\mu| \cdot |\vec{p}_{t_2}^\mu|}$$

On remarque tout d'abord que des événements sont produits avec $\phi_t < 90^\circ$ alors que le déclenchement demande un μ en haut et un μ en bas de notre appareillage. Ceux-la aussi sont dus à des trimuons reclassés comme dimuons. Au vu de ces distributions les événements tels que $\phi_t < 135^\circ$ sont éliminés.

Partant d'un lot de 6082 $\mu^\pm\mu^\pm$ en π^- et 5214 en proton, seulement 286 en π^- et 38 en protons ont survécu aux coupures précédemment décrites.

5.1.2 Contaminations diverses

Avant d'utiliser ces événements pour estimer une limite supérieure à la section efficace de production $B\bar{B}$, nous allons soustraire les contaminations possibles qui subsistent dans ces lots.

La première contamination importante, et facile à mesurer, provient des événements fortuits (fig 47).

Pour estimer cette contamination, on ajuste un polynôme simple sur les événements extérieurs à la résolution en temps (± 4 ns) pour extrapoler dans cette région. On obtient alors un nombre d'événements fortuits égale à 20 ± 4 en faisceau de protons et 10 ± 3 en faisceau de π^- .

Une autre source de contamination un peu plus délicate à estimer provient des événements $\psi\mu^\pm$, où l'un des μ du ψ n'est pas vu par notre hodoscope à μ , car trop dévié par l'aimant. Pour estimer cette contamination, on utilise les événements $\mu^\pm\mu^\pm$ où une autre trace est vue dans notre appareillage, mais non signée comme μ . On calcule alors les masses invariantes de cette particule avec l'un et l'autre des μ de cet événement. On obtient ainsi en faisceau de π^- où les coupures sont moins sévères qu'en proton 57 ± 22 $\psi\mu^\pm$ dont l'un des μ du ψ n'est pas signé. En proton, cette contamination est estimée négligeable.

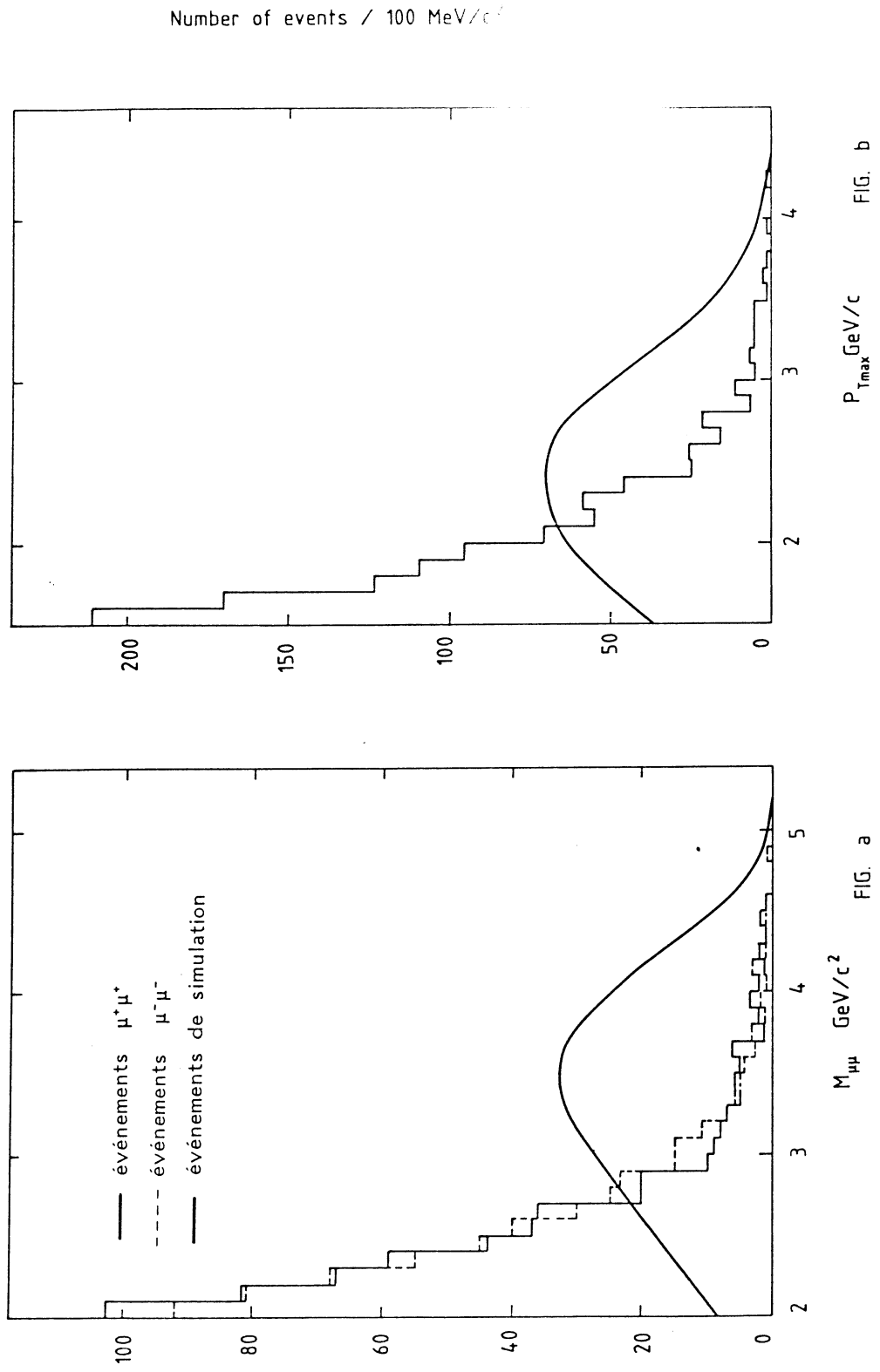


Figure 46: LES $\mu^+\mu^\pm$ EN FAISCEAU DE π^-

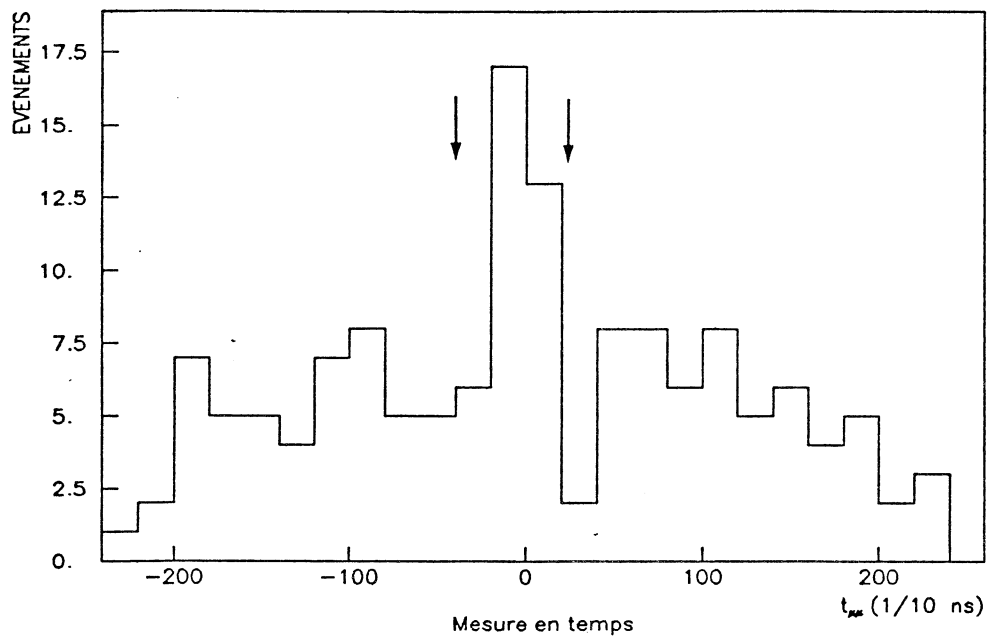
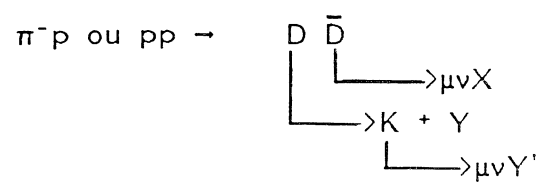


Figure 47: MESURE EN TEMPS DES $\mu^{\pm}\mu^{\pm}$ APRES COUPURES

Bien d'autres sources de contaminations sont envisageables comme :



mais malheureusement très difficile à estimer. Quoi qu'il en soit, le petit nombre d'événements restant ne permet guère d'aller plus loin.

On obtient donc, après soustraction de ces contaminations :

$$N_{\mu^{\pm}\mu^{\pm}} = 219 \pm 30 \quad \text{en } \pi^-$$

$$N_{\mu^{\pm}\mu^{\pm}} = 18 \pm 5 \quad \text{en protons}$$

5.1.3 Acceptances et sections efficaces $B\bar{B}$

La limite supérieure de la section efficace de production $B\bar{B}$ est obtenue en utilisant la relation :

$$\sigma(\mu^+\mu^+) = 2 \times \sigma(B\bar{B}) \times \mathcal{B}(B \rightarrow \mu_D \nu X) \times \mathcal{B}(B \rightarrow D \rightarrow X) \times \mathcal{B}(D \rightarrow \mu Y)$$

où le facteur 2 tient compte du fait que l'on observe des $\mu^+\mu^+$ et des $\mu^-\mu^-$.

La section efficace $\mu\mu$ s'écrit à son tour :

$$\sigma(\mu^+\mu^+) = N_{\mu\mu} / A_{\mu\mu} \times 1/\mathcal{L}$$

où $A_{\mu\mu}$ est l'acceptance aux dimuons de même signe provenant de la désintégration des mésons B.

Pour déterminer cette acceptance, nous avons utilisé les six modèles de production de $B\bar{B}$ décrit dans le Chapitre 3. (tableau 25).

Table 25: ACCEPTANCES AUX DIMUONS DE MEME SIGNE

processus	π^- 280 GeV	p 400 GeV
$q\bar{q} \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \mu^+\mu^+$	$1.7 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-4}$
$gg \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \mu^+\mu^+$	$4.5 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$
$q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \mu^+\mu^+$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$
$gg \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \mu^+\mu^+$	$5.4 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$
$qg \rightarrow \bar{B}_r b \rightarrow \mu^+\mu^+$	$6.8 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$
$q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r \rightarrow \mu^+\mu^+$	$4 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-5}$

On remarquera tout d'abord les grandes différences d'acceptance entre les deux énergies, dûes aux coupures plus sévères en protons à 400 GeV/c. De plus, les acceptances dépendent beaucoup du mode de production, soit une variation d'un facteur 5 en π^- et d'un facteur 10 en protons.

En se plaçant dans l'hypothèse où nos prévisions (paragraphe 3.5.2), relatives aux sections efficaces de production $B\bar{B}$ sont correctes, le processus dominant en faisceau de π^- est $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$ et, en faisceau de protons (fig 27) $qg \rightarrow \bar{B}_r b$, il est raisonnable de choisir pour nos calculs les acceptances à ces modèles, soit :

$$A_{\mu\mu} = 1.2 \cdot 10^{-2} \quad \text{en } \pi^-$$

$$A_{\mu\mu} = 1.2 \cdot 10^{-4} \quad \text{en proton}$$

En utilisant ces valeurs, on obtient alors :

$$\sigma(B\bar{B}) < 3 \text{ nb} \quad \text{en } \pi^- \text{ à } 280 \text{ GeV/c}$$

$$\sigma(B\bar{B}) < 2 \text{ nb} \quad \text{en protons à } 400 \text{ GeV/c}$$

Ces limites sont données à 90% de confiance.

Si toutefois, nous utilisons le mode de production périphérique : $q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r$ qui a la plus faible acceptance, on obtient :

$$\sigma(B\bar{B}) < 10 \text{ nb} \quad \text{en } \pi^- \text{ à } 280 \text{ GeV/c}$$

$$\sigma(B\bar{B}) < 20 \text{ nb} \quad \text{en protons à } 400 \text{ GeV/c}$$

5.2 LES EVENEMENTS $\psi\mu^\pm$

Ces événements sont obtenus par la désintégration suivante :

$$\pi^- p \text{ ou } pp \rightarrow B \bar{B} + X \quad \text{ou} \quad B \bar{B} + X$$

$$\begin{array}{l} \left\{ \begin{array}{l} \longrightarrow \psi + X' \\ \longrightarrow \mu^- \nu Y \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \longrightarrow \mu^+ \nu X' \\ \longrightarrow \psi + Y' \end{array} \right.$$

La caractéristique principale de ces événements est la production associée d'un muon de grande impulsion transverse et d'un ψ : $\langle P_t^\mu \rangle \approx 1.5 \text{ GeV}/c$.

Les contaminations à ces événements $\psi\mu^\pm$ sont :

- a. Production de $\psi\pi\pi K^+X$ dont l'un des pions se désintègre en μ entre la cible et l'absorbeur. Typiquement : $\langle P_t^\mu \rangle \approx 0.4 \text{ GeV}/c$
- b. Production de $\psi D\bar{D}$ suivi d'une désintégration du D en muon. Typiquement $\langle P_t^\mu \rangle \approx 0.7 \text{ GeV}/c$.

5.2.1 Sélection des événements

A partir d'événements $\mu^+\mu^-\mu^\pm$, on calcule toutes les masses $\mu^+\mu^-$ possibles. Si l'une d'entre elle est comprise entre 2.6 et 3.6 GeV/c^2 l'événement est classé comme $\psi\mu^\pm$.

Le vertex à trois particules doit être dans la zone de la cible, et chaque μ du ψ vu dans l'hodoscope γ_1 et en temps : $-4 \text{ ns} < t_\mu < 4 \text{ ns}$.

Partant d'un lot de 370000 événements $\mu^+\mu^-\mu^\pm$ en protons et 42000 en π^- , 55139 $\psi\mu^\pm$ sont reconstruits en protons et 2211 en π^- .

Le grand nombre d'événements $\psi\mu^\pm$ en faisceau de protons à 400 GeV/c est principalement dû à des événements non en temps ainsi que le montre la Figure 48.

Pour déterminer les meilleures coupures, afin de sélectionner d'éventuels événements $B\bar{B}$, nous comparons les caractéristiques cinématiques de nos données avec nos modèles (fig 49).

Sur ces Figures sont représentées les distributions en x_f et P_t du ψ ainsi que le p_t du μ , et l'angle ϕ dans le plan transverse au faisceau entre le ψ et le μ .

Nous n'avons représenté les caractéristiques cinématiques des événements $\psi\mu$ (courbe pleine) que pour nos données en protons. Nos données en π^- à 280 GeV/c sont qualitativement semblables.

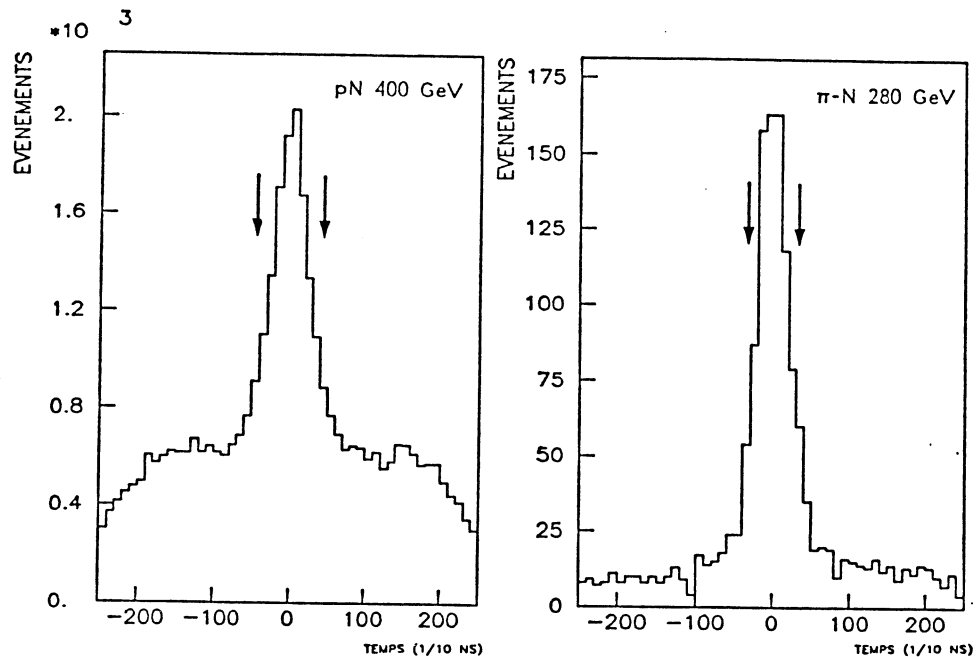


Figure 48: MESURE DE TEMPS DU μ ACCOMPAGNANT LE ψ

De ces figures, nous déduisons trois coupures :

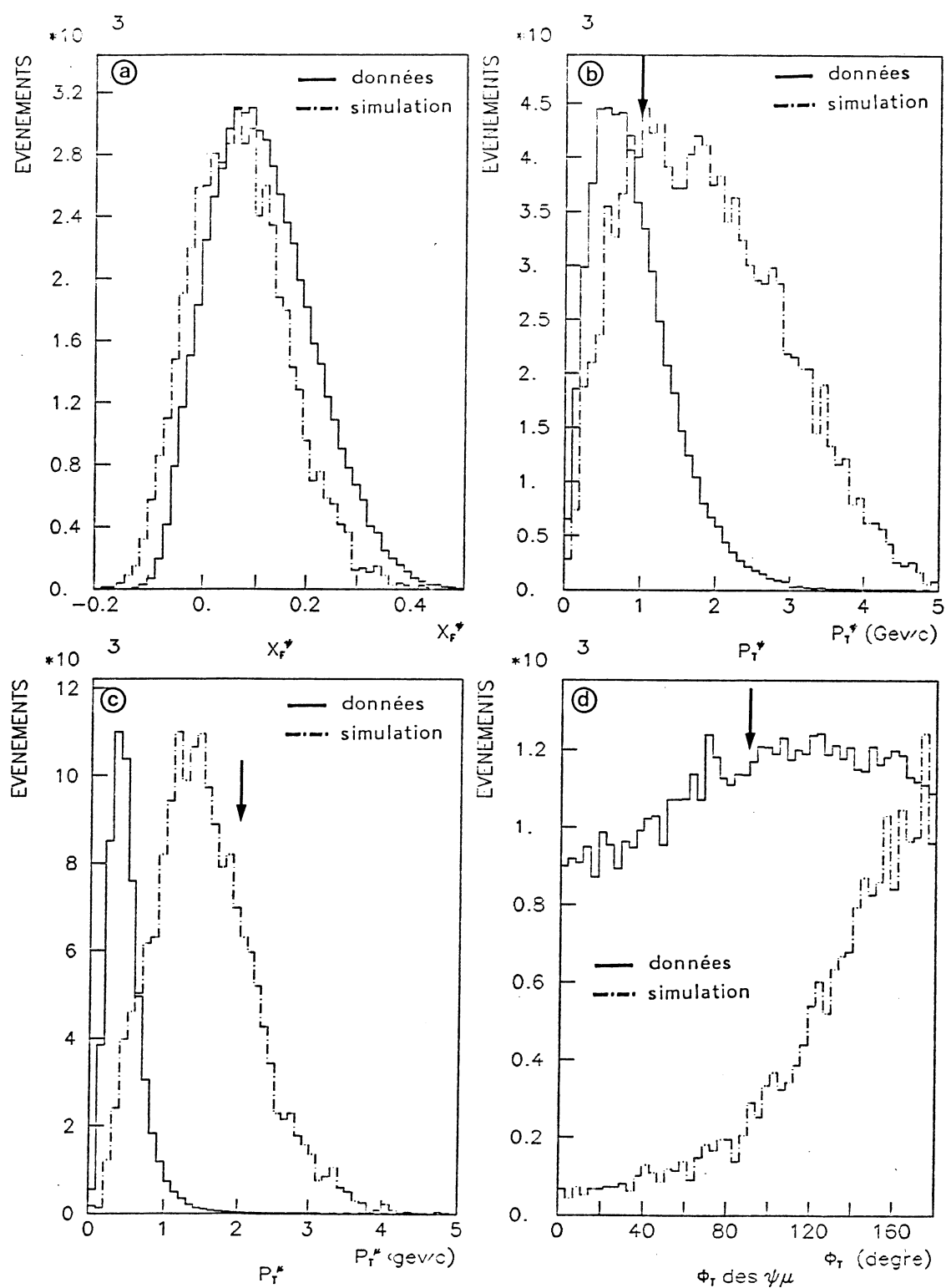
- L'impulsion transverse du ψ doit être supérieure à 1 GeV/c.
- L'angle Φ_t entre le ψ et le μ doit être supérieur à 90° .
- Enfin, l'impulsion transverse du μ doit être supérieure à 2 GeV/c (1.5 GeV/c pour nos données en π^-).

Cette coupure sur P_t^μ étant la plus sélective, nous l'avons déterminée de façon à préserver un nombre raisonnable d'événements (≈ 30) pour minimiser l'erreur statistique sur la limite de section efficace $B\bar{B}$.

Le nombre d'événements subsistant après la coupure sur le temps du muon accompagnant le ψ est de :

28 $\psi\mu^\pm$ en proton

21 $\psi\mu^\pm$ en π^-

Figure 49: LES EVENEMENTS $\psi\mu^\pm$ EN PROTON

5.2.2 Contaminations diverses

5.2.2.1 Les fortuits

Si nous n'appliquons pas la coupure sur le temps du μ accompagnant le ψ , nous obtenons 50 $\psi\mu^\pm$ en protons et 25 en π^- . Pour estimer ces événements fortuits on suppose que la distribution des événements hors temps, est uniforme entre -25ns et $+25\text{ns}$. On obtient ainsi une densité d'événements hors temps de 0.5 par nanoseconde en proton et 0.1 en π^- . Ce qui donne les nombres suivants d'événements $\psi\mu^\pm$ fortuits dans la fenêtre de $\pm 4\text{ns}$.

4 $\psi\mu^\pm$ fortuits	en protons
<1 $\psi\mu^\pm$ fortuits	en π^-

5.2.2.2 La production $\psi D\bar{D}$

Cette source de contamination est un peu plus délicate à estimer, car la production d'événements $\psi D\bar{D}$ n'a jamais été directement observée.

Une mesure approximative a été obtenue par NA3 [20] en étudiant les événements $\psi\mu^\pm$ dans la zone des P_t^μ intermédiaires. Nous avons obtenu avec nos données en π^- à 280 GeV/c : $\sigma(\Psi D\bar{D}) \approx 10 \text{ nb}$.

La caractéristique principale des événements $\psi\mu^\pm$ provenant de $\Psi D\bar{D}$ est que l'impulsion transverse du μ est substantielle : $\langle P_t^\mu \rangle \approx 0.7 \text{ GeV/c}$.

Pour estimer cette contamination, nous avons utilisé un modèle de production de $\Psi D\bar{D}$, basé sur notre étude des événements $\psi\mu^\pm$ dans la zone des P_t^μ intermédiaires. [20]. En utilisant la section efficace de 10 nb et ce modèle phénoménologique, nous estimons à 8 ± 3 le nombre d'événements $\Psi D\bar{D}$ contaminant nos événements $\psi\mu^\pm$ à grand P_t en faisceau de π^- .

Pour nos données en protons, ne connaissant pas la section efficace de production de $\Psi D\bar{D}$, il nous est impossible d'évaluer cette contamination. De plus, la coupure en P_t^μ à 2 GeV/c la rend certainement négligeable.

5.2.3 Acceptances et sections efficaces

La limite supérieure de la section efficace de production de $B\bar{B}$ est obtenue en utilisant la relation :

$$\sigma(\psi\mu^\pm) = 2 \cdot \sigma(B\bar{B}) \cdot \mathcal{B}(B \rightarrow \psi X) \cdot \mathcal{B}(B \rightarrow \mu_d \nu Y) \cdot \mathcal{B}(\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$$

où le facteur 2 tient compte du fait que l'on observe des $\psi\mu^+$ et des $\psi\mu^-$.

Les acceptances à ces événements sont obtenues en utilisant les modèles de production décrit dans le Chapitre 3 (tableau 26).

Table 26: ACCEPTANCE AUX EVENEMENTS $\psi\mu^\pm$

processus	π^- 280 GeV	p 400 GeV
$q\bar{q} \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \psi\mu^\pm$	3.3 %	0.31 %
$gg \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \psi\mu^\pm$	2.8 %	0.3 %
$q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \psi\mu^\pm$	3.6 %	0.37 %
$gg \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \psi\mu^\pm$	2.9 %	0.33 %
$qg \rightarrow \bar{B}_r b \rightarrow \psi\mu^\pm$	3.1 %	0.32 %
$q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r \rightarrow \psi\mu^\pm$	1.3 %	0.06 %

En utilisant les modèles de production centraux, on obtient alors, avec 90% de degré de confiance :

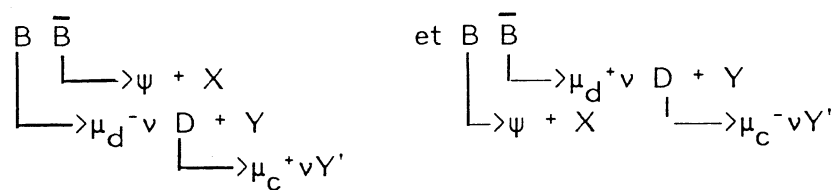
$$\sigma(B\bar{B}) < 13 \text{ nb} \quad \text{en } \pi^- \text{ 280 GeV/c}$$

$$\sigma(B\bar{B}) < 14 \text{ nb} \quad \text{en proton 400 GeV/c}$$

Le modèle périphérique nous conduit respectivement à des limites de 33 et 75 nb.

5.3 LES EVENEMENTS $\psi\mu^+\mu^-$

Ces événements peuvent provenir des désintégrations suivantes :



Nous n'étudierons ces événements que pour les données en protons, puisqu'en faisceau de π^- , nous n'avons que deux événements $\psi\mu^+\mu^-$. (en excluant les $\psi\psi$).

5.3.1 Sélection des événements

Les caractéristiques cinématiques des événements $\psi\mu^+\mu^-$ en faisceau de protons à 400 GeV/c sont représentées sur la Figure 50. Les courbes en pointillés sont obtenues avec les événements Monte-Carlo. Aucune sélection, autre que la coupure sur le vertex, n'est faite sur ces événements, ce qui explique que le signal $\psi\psi$ dans le spectre en masse $\mu^+\mu^-$ n'apparaît pas aussi clairement que dans le Chapitre 4.

De ces Figures, nous déduisons les coupures suivantes :

- a. La masse invariante des $\mu^+\mu^-$ accompagnant le ψ doit vérifier :

$$m_{\mu^+\mu^-} > 3.6 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{et} \quad m_{\mu^+\mu^-} < 2.6 \text{ GeV}/c^2$$

- b. L'impulsion transverse des $\mu^+\mu^-$ doit être supérieure à 1.5 GeV/c.

- c. L'angle entre le ψ et le couple $\mu^+\mu^-$ dans le plan transverse au faisceau doit être supérieur à 90° .

- d. L'impulsion transverse minimum (resp maximum) du μ composant la paire $\mu^+\mu^-$ doit être supérieure à 0.6 GeV/c (resp 1.5 GeV/c).

Partant d'un lot de 6798 $\psi\mu^+\mu^-$ dans la cible, 36 seulement subsistent aux coupures précédentes : 18 d'entre eux ne sont pas en temps.

5.3.2 Contamination des $\psi\mu^+\mu^-$

La seule contamination que nous avons tenté d'estimer est celle due aux événements fortuits dans notre fenêtre de 8 nanosecondes de résolution (fig 51)

Nous déduisons de la Figure 51 par une méthode d'ajustement polynomiale, 8 événements $\psi\mu^+\mu^-$ fortuits. Le nombre d'événements réels pour le calcul de la section efficace $B\bar{B}$ est donc :

$$N_{\psi\mu^-\mu^+} = 10 \pm 4$$

5.3.3 Acceptances et sections efficaces

La limite de section efficace de production de $B\bar{B}$ est obtenue en utilisant l'expression :

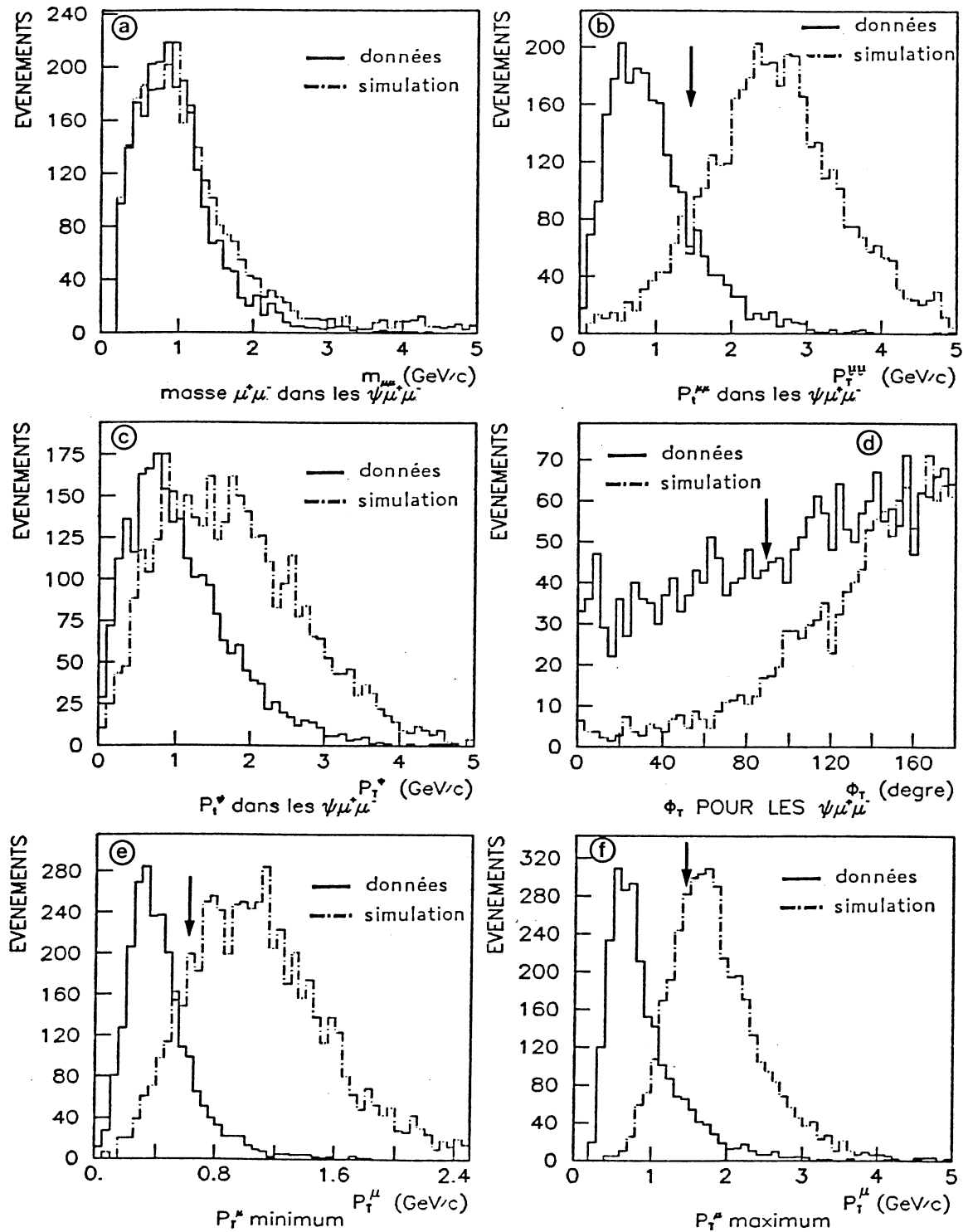
$$N_{\psi\mu\mu} = \mathcal{L} \cdot A_{\psi\mu\mu} \cdot 2 \cdot \sigma(B\bar{B}) \cdot \mathcal{B}(B \rightarrow \psi) \cdot \mathcal{B}(\psi \rightarrow \mu\mu) \cdot \mathcal{B}(B \rightarrow \mu\mu)$$

Les acceptances sont obtenues avec les six modèles de production décrits dans le Chapitre 3 (tableau 27). On remarquera en particulier, que les acceptances ne varient pas de plus d'un facteur 2, entre les différents modèles (contrairement un facteur 5 pour les $\psi\mu^\pm$).

Ceci est dû à nos coupures moins sévères pour nos événements $\psi\mu^+\mu^-$. En effet, on demande seulement que l'impulsion transverse maximum du μ soit supérieure à 1.5 GeV/c.

On obtient ainsi pour des modèles de production centraux de $B\bar{B}$ une limite de :

$$\sigma(B\bar{B}) < 20 \text{ nb} \quad \text{en proton à 400 GeV/c}$$

Figure 50: CINEMATIQUES DES EVENEMENTS $\Psi\mu^+\mu^-$

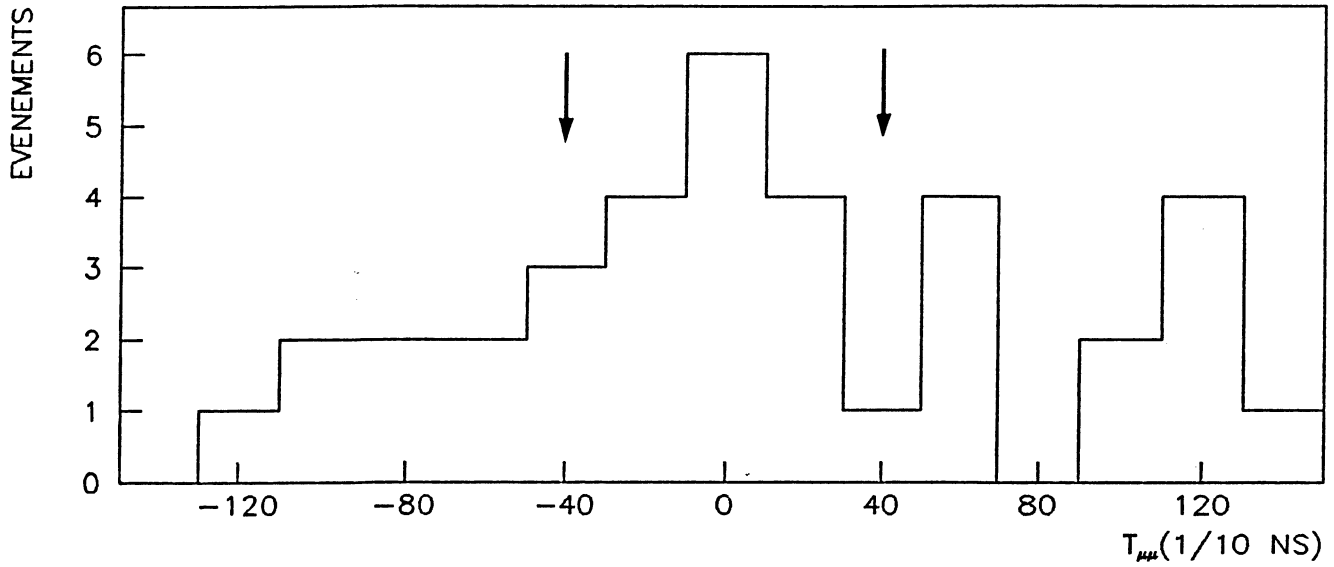


Figure 51: MESURE DE TEMPS DES $\mu^+\mu^-$ POUR LES $\Psi\mu^+\mu^-$

Table 27: ACCEPTANCES AUX EVENEMENTS $\Psi\mu^+\mu^-$

processus	acceptance
$q\bar{q} \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \Psi\mu^+\mu^-$	$8.9 \cdot 10^{-3}$
$gg \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \Psi\mu^+\mu^-$	$8.7 \cdot 10^{-3}$
$q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \Psi\mu^+\mu^-$	$8.7 \cdot 10^{-3}$
$gg \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \Psi\mu^+\mu^-$	$8.3 \cdot 10^{-3}$
$qg \rightarrow \bar{B}_r b \rightarrow \Psi\mu^+\mu^-$	$7.2 \cdot 10^{-3}$
$q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r \rightarrow \Psi\mu^+\mu^-$	$3.5 \cdot 10^{-3}$

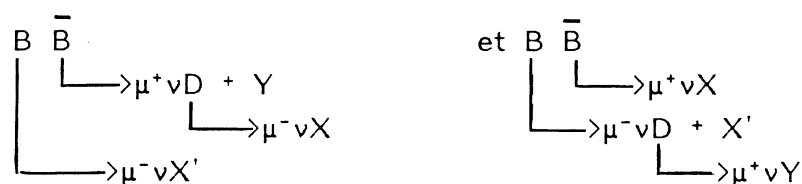
Le mode de production périphérique : $q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r \rightarrow \psi \mu^+ \mu^-$ nous donnerait une limite de 40 nb.

Le fait d'obtenir de meilleurs résultats avec les $\psi \mu^+ \mu^-$ qu'avec les $\psi \mu^\pm$ provient du fait que les contaminations dans les $\psi \mu^+ \mu^-$ sont faibles.

Cela pourrait vouloir dire qu'en protons, la production de $\psi D \bar{D}$ pouvant contaminer nos événements $\psi \mu^\pm$ a une section efficace comparable à celle estimée dans nos données en π^- .

5.4 LES EVENEMENTS $\mu^+ \mu^- \mu^\pm$

Ces événements peuvent être issus des désintégrations suivantes :



La caractéristique principale de ces événements est que 2 μ de charges opposées, sont produits à grande impulsion transverse ($\langle P_t^\mu \rangle \approx 1.5$ GeV/c), et accompagnés d'un μ de P_t plus faible.

Nous sommes donc capables de reconnaître les μ provenant de la désintégration directe des B , ou celui provenant de la désintégration du D . La charge électrique du μ permet de savoir s'il est produit par simple désintégration ou par désintégration en cascade.

Nous noterons donc μ_1 le muon provenant de la désintégration simple, μ_2 , le muon produit directement dans la désintégration double et μ_3 le muon provenant de la désintégration du méson D .

5.4.1 Sélection des événements :

Les figures 52a,b,c,d représentent respectivement la masse invariante de la paire $\mu_1^+ \mu_2^-$, la masse invariante $\mu_2 \mu_3$, l'impulsion transverse de μ_1 et μ_2 , et l'impulsion transverse de μ_3 , pour nos données en protons.

De ces quatre figures, on déduit les coupures suivantes :

- a. $m_{\mu_1\mu_2} > 4 \text{ GeV}/c^2$. Ce seuil est choisi pour éliminer les queues de distributions des événements ψ qui dominent largement nos données. En faisceau de π^- on se contente de $2.7 < m_{\mu_1\mu_2} < 3.5 \text{ GeV}/c^2$.
- b. $m_{\mu_2\mu_3} > 2.5 \text{ GeV}/c^2$ en proton et aucune coupure en π^- .
- c. $P_t^{\mu_1}$ et $P_t^{\mu_2} > 1. \text{ GeV}/c$ ($1.5 \text{ GeV}/c$ en π^-).

A ces quatre coupures s'ajoutent comme pour les autres modes de désintégration, une coupure sur l'angle Φ_t dans le plan transverse entre μ_1 et le couple $\mu_2\mu_3$: $\Phi_t > 90^\circ$, et une coupure sur la mesure en temps de chacun des 3μ à $\pm 4\text{ns}$. Enfin, aucun couple $\mu^+\mu^-$ ne doit donner la masse du ψ .

Le nombre d'événements subsistant est :

$$\begin{array}{ll} N = 22 & \text{en faisceau de } \pi^- \\ N = 29 & \text{en faisceau de proton} \end{array}$$

5.4.2 Contamination des événements $\mu^+\mu^-\mu^\pm$

Comme précédemment, pour évaluer le nombre d'événements fortuits subsistant, nous utilisons la figure 53 qui représente la mesure de temps du μ de plus bas P_t , après toutes les coupures précédemment décrites, hormis la coupure de temps sur ce μ . On obtient alors :

$$\begin{array}{ll} N_{\text{fortuits}} = 2 \pm 1 & \text{en } \pi^- \\ N_{\text{fortuits}} = 10 \pm 4 & \text{en protons} \end{array}$$

Vu la faible statistique restante, nous n'avons pas essayé d'estimer d'autres contaminations possibles.

5.4.3 Acceptances et sections efficaces :

La limite de section efficace est calculée à partir de l'expression :

$$\sigma(\mu^+\mu^-\mu^\pm) = 2\sigma(B\bar{B}) \cdot \mathcal{B}(B \rightarrow \mu\nu X) \cdot \mathcal{B}(B \rightarrow \mu^+\mu^-X')$$

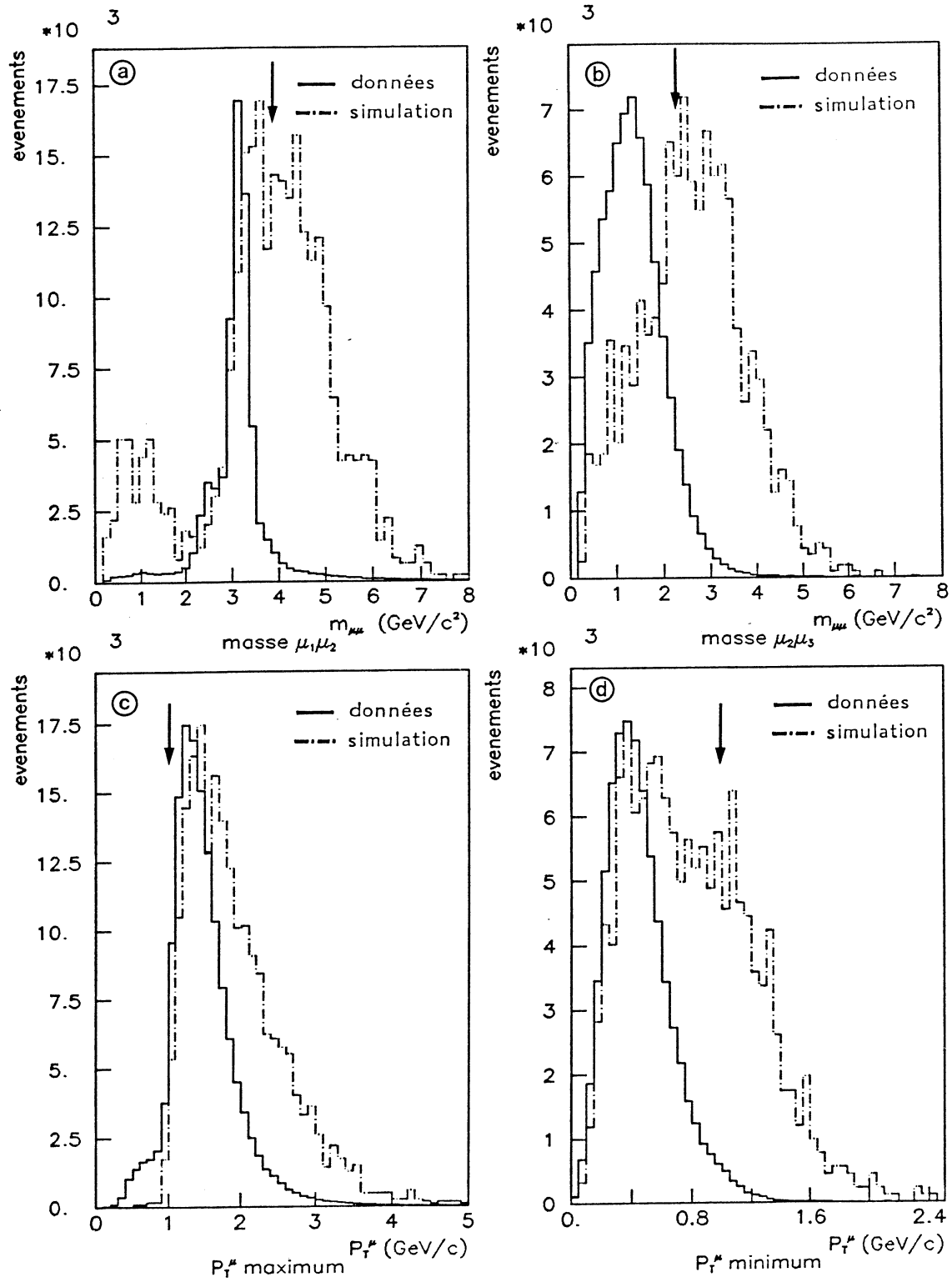


Figure 52: CINEMATQUES DES EVENEMENTS $\mu_1^+ \mu_2^- \mu_3^+$

Les acceptances aux divers modèles de production de $B\bar{B}$ sont résumées dans le Tableau 28

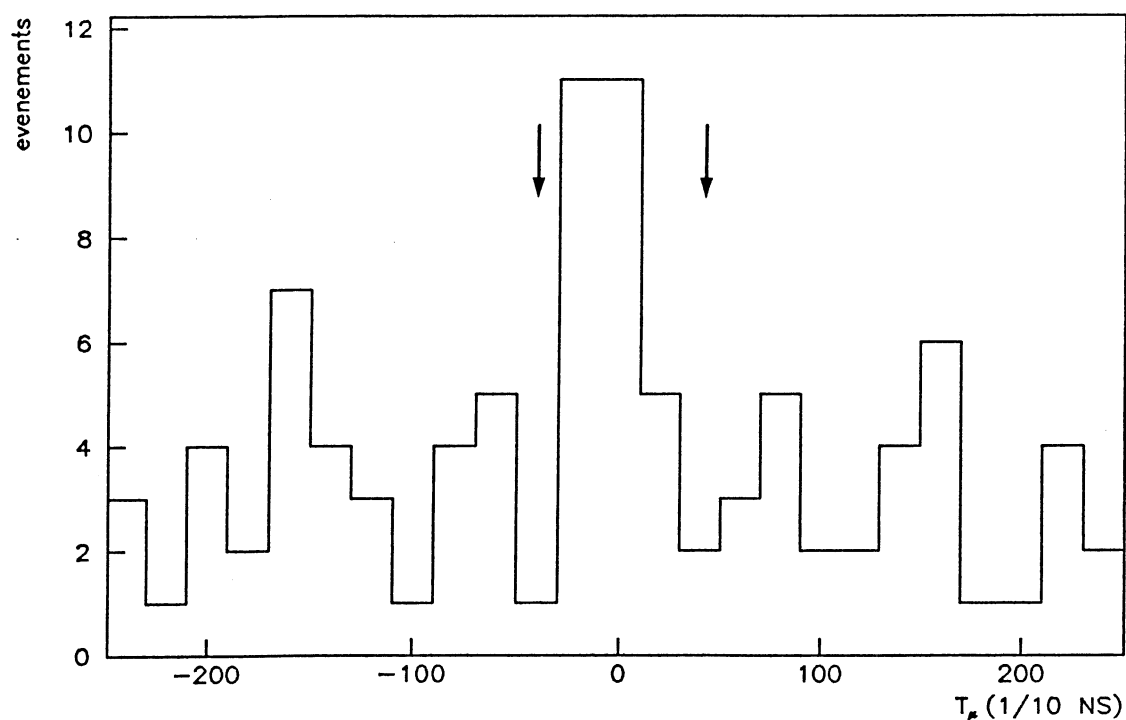


Figure 53: MESURE DE TEMPS DE μ_3 EN PROTONS

On constatera une fois de plus, que notre acceptance dépend beaucoup du mode de production, le mode périphérique étant bien entendu le plus défavorable.

En utilisant les acceptances relatives aux modes de production dominants (chapitre 3), on obtient alors :

$$\begin{array}{ll} \sigma(B\bar{B}) < 6 \text{ nb} & \text{en } \pi^- \\ \sigma(B\bar{B}) < 20 \text{ nb} & \text{en protons} \end{array}$$

Le mode périphérique donne des limites de 17 nb en π^- et 200 nb en protons.

5.5.1 Sélection des événements

A partir d'événements quadrimuons $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$, assignés à la cible, on les ordonne par impulsion transverse décroissante :

$$p_t^{\mu_1} > p_t^{\mu_2} > p_t^{\mu_3} > p_t^{\mu_4}$$

On demande de plus que les 2 μ de plus grandes impulsions transverses soient de signes opposés, puis que chacun des 4 μ ait une bonne mesure de temps.

Afin de ne pas être contaminé par des événements $\psi\mu^+\mu^-$ ou $\psi\psi$, on rejette tous les événements où au moins un ψ est reconstruit.

Comme dans le paragraphe précédent, nous déterminons nos coupures en comparant les événements réels aux événements simulés (fig. 54).

De ces figures on déduit les coupures suivantes :

-En faisceau de protons

$$-p_t^{\mu_1} > 1.5 \text{ GeV/c}$$

$$-p_t^{\mu_2} > 1 \text{ GeV/c}$$

$$-p_t^{\mu_3} > 1 \text{ GeV/c}$$

-En faisceau de π^-

$$p_t^{\mu_1} > 1 \text{ GeV/c}$$

$$p_t^{\mu_2} > 1 \text{ GeV/c}$$

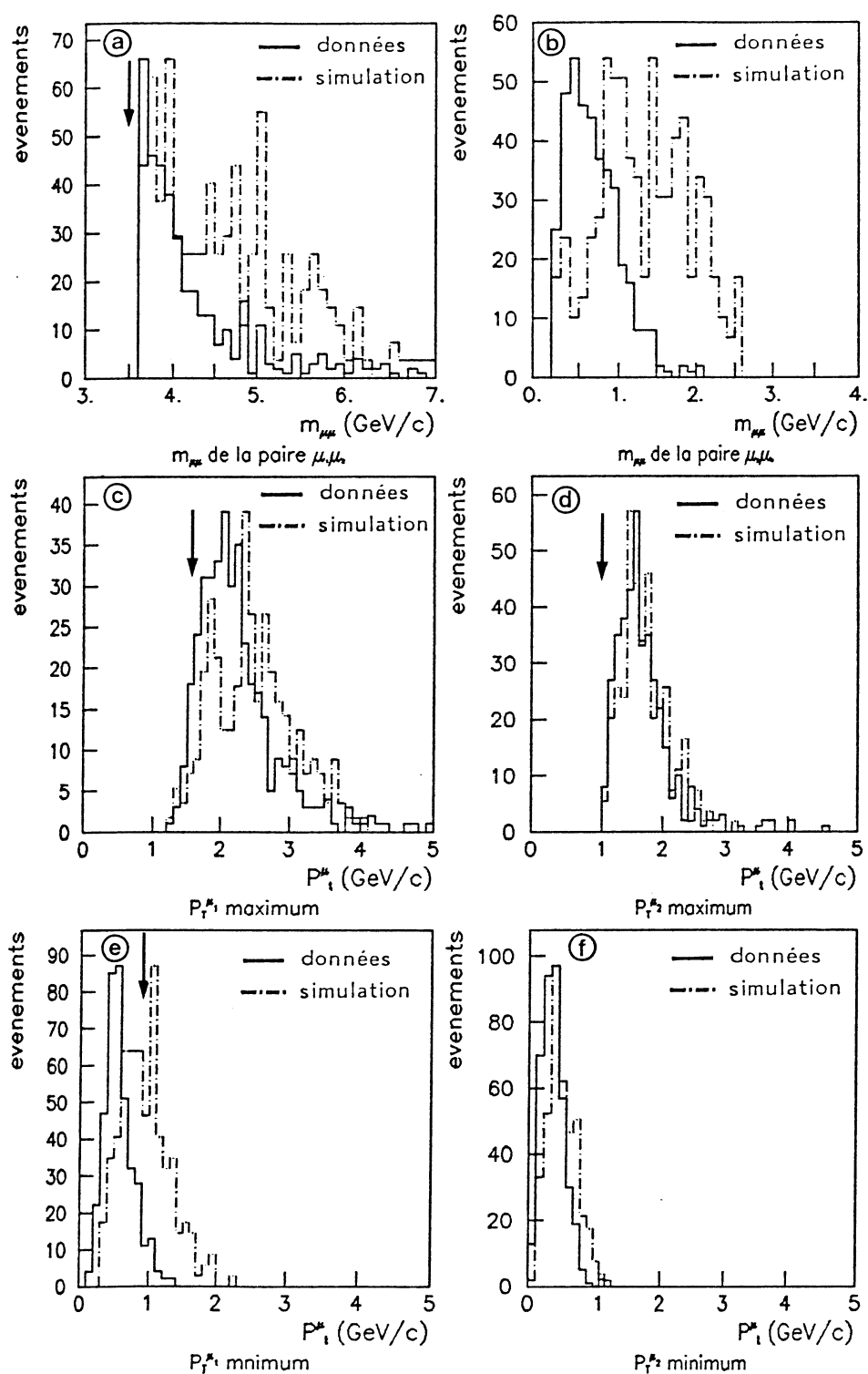
$$p_t^{\mu_3} > 0.4 \text{ GeV/c}$$

$$p_t^{\mu_4} > 0.4 \text{ GeV/c}$$

Partant d'un lot d'événements de 212 (resp. 173) en protons (resp. π^-), seulement 13 (resp. 3) en protons (resp. en π^-) subsistent aux coupures précédemment décrites.

5.5.2 Contaminations des $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$

Pour évaluer le nombre d'événements fortuits subsistant dans nos données en protons, nous utilisons la mesure de temps du μ de plus faible impulsion transverse sur lequel aucune sélection n'est faite (fig. 55).

Figure 54: LES $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ EN FAISCEAU DE PROTONS

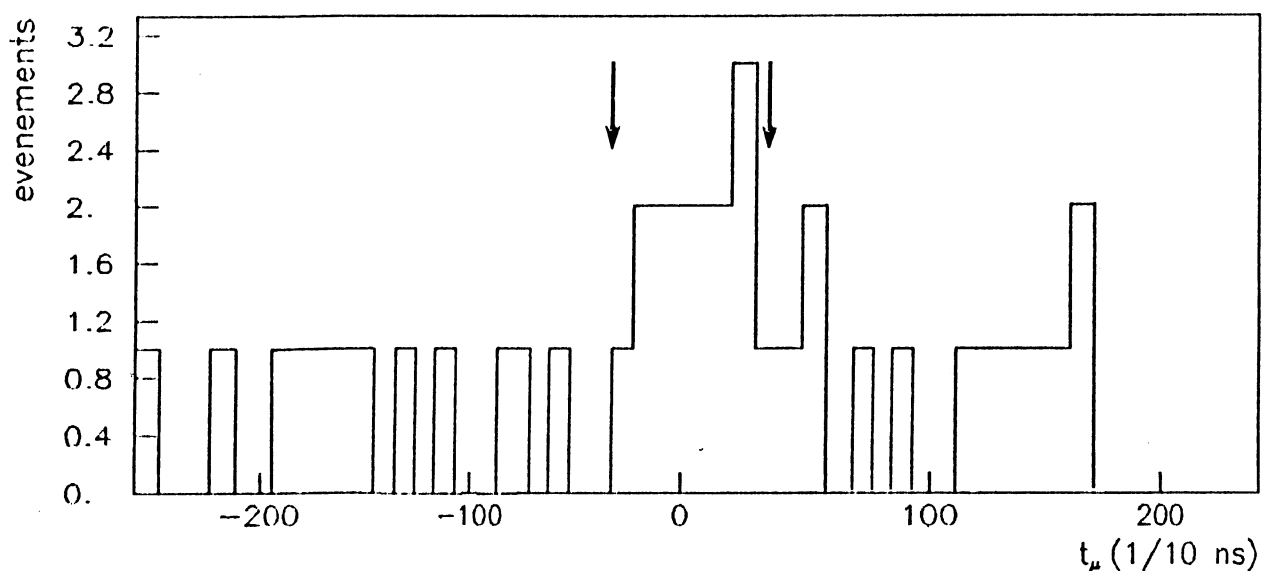


Figure 55: MESURE DE TEMPS DE μ_4 EN PROTONS

On obtient ainsi :

$$N_{\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-}^{\text{fortuits}} = 7 \pm 3$$

Bien entendu cette estimation n'est qu'une limite inférieure du nombre d'événements fortuits, puisque nous ne tenons pas compte des autres muons. Mais elle domine largement puisque les autres μ sont sélectionnés à $p_t > 1$ GeV/c. Le nombre d'événements restant pour le calcul des sections efficaces est alors :

$$N_{\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-} = 6 \pm 3 \quad \text{en protons}$$

$$N_{\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-} = 3 \quad \text{en } \pi^-$$

5.5.3 Acceptances et sections efficaces

Les limites de sections efficaces sont calculées à partir de l'expression suivante :

$$\sigma(\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-) = \sigma(B\bar{B}) \times \mathcal{B}(B \rightarrow \mu^+\mu^- X)^2$$

Les acceptances à ces événements en utilisant nos 6 modèles de production de $B\bar{B}$, sont données dans le tableau 29.

Table 29: ACCEPTANCES AUX EVENEMENTS $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$

processus	π^- 280 GeV	p 400 GeV
$q\bar{q} \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$	4 %	$3.2 \cdot 10^{-4}$
$gg \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$	3.2 %	$1.3 \cdot 10^{-4}$
$q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$	4.5 %	$3 \cdot 10^{-4}$
$gg \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$	3 %	$2.7 \cdot 10^{-4}$
$qg \rightarrow \bar{B}_r b \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$	2.8 %	$2.4 \cdot 10^{-4}$
$q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$	0.5 %	$2.5 \cdot 10^{-5}$

On constate une fois de plus que les acceptances pour le modèle périphérique : $q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r$, est d'environ un facteur 10 plus faible (4 en π^-) que pour les modes centraux. On obtient alors :

Modèles centraux

$$\sigma(B\bar{B}) < 40 \text{ nb}$$

en protons

$$\sigma(B\bar{B}) < 9 \text{ nb}$$

en π^-

Modèles périphériques

$$\sigma(B\bar{B}) < 300 \text{ nb}$$

en protons

$$\sigma(B\bar{B}) < 54 \text{ nb}$$

en π^-

CONCLUSION

En utilisant cinq types d'événements ; $\mu^+\mu^+$; $\psi\mu^+$; $\psi\mu^+\mu^-$; $\mu^+\mu^-\mu^+$; $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$, en faisceau de π^- à 280 GeV/c et protons à 400 GeV/c, nous avons obtenu des limites supérieures sur la section efficace de production de $B\bar{B}$. Le Tableau 30 résume les valeurs obtenues.

Table 30: LIMITES DES SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DE $B\bar{B}$

	π^- 280 GeV/c		p 400 GeV/c	
canal	modèles centraux	modèle périphérique	modèles centraux	modèle périphérique
$\mu^+\mu^+$	3 nb	10 nb	2 nb	20 nb
$\psi\mu^+$	13 nb	33 nb	14 nb	75 nb
$\psi\mu^+\mu^-$	-	-	20 nb	40 nb
$\mu^+\mu^-\mu^+$	6 nb	17 nb	20 nb	200 nb
$\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$	9 nb	54 nb	40 nb	300 nb

Le premier problème de cette analyse est la grande variation de notre acceptance en fonction du modèle de production utilisé. Le processus périphérique de production : $q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r$ est le plus défavorable puisqu'il donne des acceptances de près d'un facteur 10 inférieures. Ceci est dû d'abord au fait

que dans ce cas les mésons B sont produits à grand $|x_F|$ et donc que le μ de désintégration n'est pas détecté dans notre appareillage, et ensuite qu'ils sont produits à plus faible impulsion transverse que pour les modèles centraux.

On constate de plus (Tableau 30) que les dimuons de même signe donnent la meilleure limite, ainsi que l'on pouvait s'y attendre. En effet, dans ce cas le produit des différents rapports de branchement des B en μ est de l'ordre de 10^{-2} , alors que pour les autres voies de désintégration, il varie entre 10^{-3} et 10^{-4} . (Tableau 31).

Table 31: PRODUITS DES RAPPORTS DE BRANCHEMENTS

processus	$\mu^{\pm}\mu^{\pm}$	$\psi\mu^{\pm}$	$\psi\mu^+\mu^-$	$\mu^+\mu^-\mu^{\pm}$	$\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$
produits des rapports de branchements	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	10^{-4}	$1.1 \cdot 10^{-3}$	10^{-4}

Les meilleures limites sur la section efficace de production de $B\bar{B}$ sont alors :

En faisceau de π^- à 280 GeV/c

$$-\sigma(\pi^-p \rightarrow B\bar{B}+X) < 3\text{nb} \quad \text{modèles centraux}$$

$$-\sigma(\pi^-p \rightarrow B\bar{B}+X) < 10\text{nb} \quad \text{modèles périphériques}$$

En faisceau de protons à 400 GeV/c

$$-\sigma(pp \rightarrow B\bar{B}+X) < 2\text{nb} \quad \text{modèles centraux}$$

$$-\sigma(pp \rightarrow B\bar{B}+X) < 20\text{nb} \quad \text{modèles périphériques}$$

Ces limites sont d'ailleurs voisines des prédictions théoriques faites au Chapitre 3 :

$$\sigma(\pi^-p \rightarrow B\bar{B}+X) \approx 10 \text{ nb}$$

$$\sigma(pp \rightarrow B\bar{B}+X) \approx 8 \text{ nb}$$

où les modes dominant sont en π^- : $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$, $qg \rightarrow \bar{B}_r b$, et en protons $gg \rightarrow b\bar{b}$, $qg \rightarrow \bar{B}_r b$.

Il est intéressant de comparer nos limites avec celles obtenues par d'autres expériences (Tableau 32). Toutes ces expériences ont utilisé des modèles de production centraux.

Table 32: SECTIONS EFFICACES $B\bar{B}$ PUBLIEES

voie	limites $\sigma(B\bar{B})$ nb	particules incidentes
$\mu^+\mu^+$	34	p 400 GeV/c [53]
$\mu^+\mu^-\mu^\pm$	65	p 400 GeV/c [53]
$\psi\mu^\pm$	34	π^- 225 GeV/c [54]
détection visuelle	90	π^- 350 GeV/c [55]
$\psi + K^*$	24	π^- 190 GeV/c [56]
$\mu^+\mu^-\mu^\pm$	7.7 ± 4.4	π^- 194 GeV/c [57]

On constate que dans le cas de production centrale, nos limites sont de près d'un facteur 10 inférieures. Ceci impliquant que la recherche de beauté dans les interactions hadroniques sera plus difficile qu'on ne pensait.

En utilisant les limites données par les modes périphériques de production, on peut estimer le nombre maximum d'événements $\psi\psi$ provenant de la désintégration des mésons B dans notre expérience.

$$N_{\psi\psi} = \sigma(B\bar{B}) \cdot \mathcal{L} \cdot \mathcal{B}(B \rightarrow \psi)^2 \cdot \mathcal{B}(\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)^2 \cdot A_{\psi\psi}$$

où l'acceptance $A_{\psi\psi}$ est donnée par le modèle périphérique de production de $B\bar{B}$ (Tableau 18). On obtient alors :

$$\begin{array}{ll} N_{\psi\psi} = 0.08 & \text{en } \pi^- \text{ à } 280 \text{ GeV}/c \\ N_{\psi\psi} = 0.4 & \text{en protons à } 400 \text{ GeV}/c \end{array}$$

Donc dans tous les cas, moins d'un événement $\psi\psi$ peut provenir de cette source de production. Ceci renforce nos conclusions du Chapitre 4.

Enfin, la dernière conséquence de ces résultats est que la production hadronique de $\mu^+\mu^-$ de grande masse invariante est dominée par le processus électromagnétique d'annihilation $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ et non par la production de $B\bar{B}$ ($q\bar{q} \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \mu^+\mu^-$) ainsi que le propose la référence [58] .

En effet, moyennant un modèle de production adéquat et une section efficace de production de $B\bar{B}$ de l'ordre de 50 nb dans les interactions protons-protons, les auteurs montrent qu'une bonne partie des événements Drell-Yan peuvent s'expliquer par la désintégration leptonique de $B\bar{B}$ (Fig. 56, courbe 1).

La courbe pleine représente la section efficace différentielle $d\sigma/dM$ de production de $\mu^+\mu^-$ mesurée expérimentalement dans le cadre du modèle de Drell-Yan.

Les courbes 3 et 4 représentent nos prédictions en utilisant le modèle périphérique $q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r$ et $\sigma(B\bar{B}) < 20$ nb, d'une part quand chacun des B se désintègre en μ (courbe 3), et d'autre part quand l'un des B se désintègre en $\mu^+\mu^-$ suivant le mode en cascade $B \rightarrow D\mu^+\nu$ suivit de $D \rightarrow \mu^-\nu X$.

Les courbes 5 et 6 sont respectivement identiques aux courbes 3 et 4, mais en utilisant nos modèles de production centrale de $B\bar{B}$ et une section efficace de 2 nb.

On constate que dans le cas d'une production centrale, la contamination au Drell-Yan par des événements $B\bar{B}$ est inférieure à 0.5%.

Par contre, pour le modèle de production périphérique $q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r \rightarrow \mu^+\mu^-$, de l'ordre de 40% d'événements $\mu^+\mu^-$ au dessus de 4 GeV/c² pourraient s'expliquer par le $B\bar{B}$.

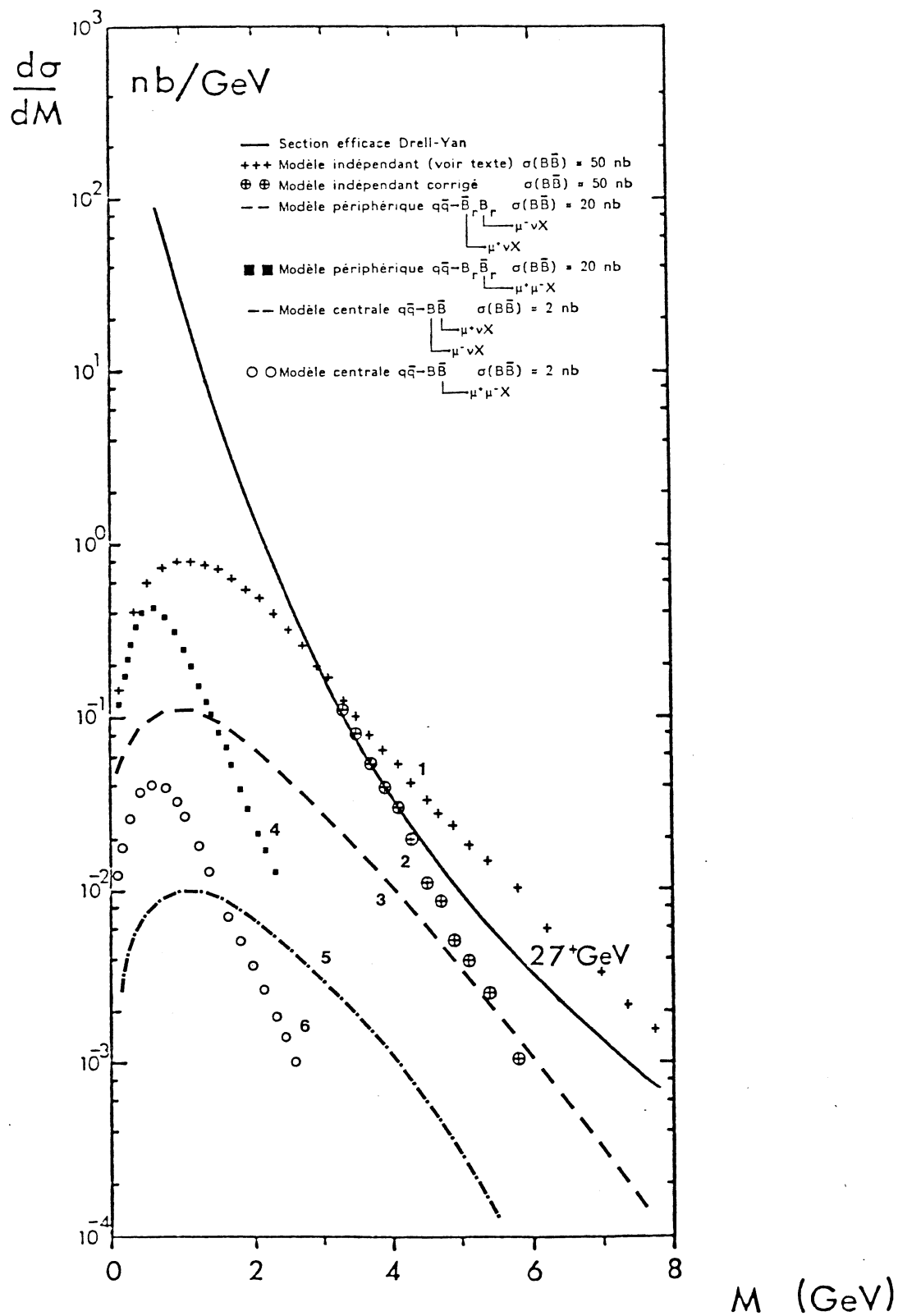


Figure 56: SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DE DIMUONS EN PROTONS A $\sqrt{s} = 27$ GeV

Toutefois, il ne faut pas interpréter trop rapidement les résultats de la figure 56.

En effet, la section efficace mesurée $d\sigma/dM$, l'a été dans le cadre du modèle de Drell-Yan, c'est à dire une production de $\mu^+\mu^-$ similaire aux $\mu^+\mu^-$ obtenus par une production centrale de $B\bar{B}$. Les acceptances à ces événements sont bien différentes de celles obtenues par des modèles périphériques. Nous devons donc corriger les courbes par les différences d'acceptances entre les modèles de production.

C'est ce qu'ont tenté de faire les auteurs de la référence [58] représentée par la courbe 2.

D'après cette référence, les acceptances typiques couvrent la zone de l'espace de phase $|\cos\theta^{CS}| \leq 0.6$ où θ^{CS} représente l'angle de Collins-Soper.

Généralement, la section efficace totale de production de $\mu^+\mu^-$ est obtenue en supposant une dépendance en $1 + \cos^2\theta^{CS}$ et en extrapolant en dehors de la zone cinématique expérimentalement couverte.

La courbe 2 est ainsi obtenue en coupant la section efficace à $|\cos\theta^{CS}| \leq 0.6$ et en extrapolant sur tout l'espace de phase en utilisant une dépendance en $1 + \cos^2\theta^{CS}$.

On constate que cette façon de procéder a des effets importants sur la normalisation, mais elle est certainement incomplète.

De façon à estimer plus rigoureusement cet effet d'acceptance, nous avons utilisé nos événements $\mu^+\mu^-$ tel que $m_{\mu^+\mu^-} > 4.5 \text{ GeV}/c^2$.

Dans la version protons à 400 GeV/c de notre expérience nous en avons observés 30.000 [8] .

Le nombre d'événements $B_r\bar{B}_r \rightarrow \mu^+\mu^-$ attendu est obtenu en écrivant :

$$N_{\mu^+\mu^-} = \sigma(B_r\bar{B}_r) \times A_{\mu\mu} \times \mathcal{B}(B \rightarrow \mu\nu X)^2 \times \mathcal{L}$$

Notre acceptance au dessus de 4.5 GeV/c² de masse est obtenue en utilisant le modèle de production de $B_r\bar{B}_r$ décrit dans le Chapitre 3 : $A_{\mu\mu} = 8.4 \cdot 10^{-5}$, ce qui donne en utilisant $\sigma(B\bar{B}) < 20 \text{ nb}$:

$$N_{\mu^+\mu^-}(B\bar{B}) < 110$$

La contamination par le $B\bar{B}$ est inférieure à 0.4%, donc négligeable.

Dans le cadre des interactions π^- , la contamination du Drell-Yan par le $B\bar{B}$ est encore plus faible :

- a. La section efficace de production de dimuon est plus élevée qu'en faisceau de proton [59] alors que les sections efficaces de production de $B\bar{B}$ ont les mêmes limites en π et en protons.
- b. La différence des sections efficaces de production de $\mu^+\mu^-$ en π^- et en π^+ sur des cibles isoscalaires ne contient pas de contributions dues à des sources hadroniques.

Dans tous les cas, et aux énergies où nous travaillons actuellement, la production de dimuon de haute masse n'est pas contaminée par les mésons de beauté $B\bar{B}$.

CHAPITRE 6

CONCLUSIONS

L'étude dans l'expérience NA3, de la production hadronique de plusieurs muons, a permis d'explorer deux sujets de physique d'actualité : la production associée de deux ψ et la production de beauté.

- 1 -

En utilisant les événements à quatre muons, nous avons extrait un signal de production de $\psi\psi$ se détachant très nettement du fond. Nous avons ainsi obtenu des sections efficaces de :

$$\begin{aligned}\sigma(\pi^- N \rightarrow \psi\psi \text{ à } 150 \text{ GeV/c}) &= 18 \pm 8 \text{ pb} \\ \sigma(\pi^- N \rightarrow \psi\psi \text{ à } 280 \text{ GeV/c}) &= 31 \pm 10 \text{ pb} \\ \sigma(p \rightarrow \psi\psi \text{ à } 400 \text{ GeV/c}) &= 27 \pm 10 \text{ pb}\end{aligned}$$

Ces résultats sont en très bon accord avec les prévisions théoriques et montrent que cette production est dominée par :

- L'annihilation de quarks dans le cas des π^- incidents
- La fusion de gluons dans celui des protons.

Ceci exclut la production de $B\bar{B}$ comme source d'événements $\psi\psi$.

En utilisant nos événements $\psi\psi$, nous avons estimé l'impulsion transverse initiale des partons dans les hadrons :

$$\begin{aligned}\langle k_t \rangle &= 0.7 \pm 0.3 \text{ GeV/c en } \pi^- \\ \langle k_t \rangle &= 0.7 \pm 0.2 \text{ GeV/c en protons}\end{aligned}$$

Ces valeurs sont très proches de celles obtenues dans d'autres canaux : Drell-Yan; production de ψ , production de $D\bar{D}$.

- 2 -

La production de beauté dans les interactions hadroniques étant actuellement un sujet de recherche très actif, nous avons utilisé nos événements $\mu^+\mu^+$, $\mu^+\mu^-\mu^+$, $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$, $\psi\mu^+$ et $\psi\mu^+\mu^-$, pour donner de nouvelles limites sur la section efficace de production de $B\bar{B}$.

Nous avons pour cela utilisé six différents modèles de production de $B\bar{B}$: $q\bar{q}(gg) \rightarrow b\bar{b}$; $q\bar{q}(gg) \rightarrow B\bar{B}$; $qg \rightarrow \bar{B}_r b$; $q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_b B_r$; dont les quatre premiers sont de type central et les deux derniers de type périphérique.

La sensibilité de l'appareillage aux événements BB dépend beaucoup du modèle utilisé.

En vue d'enrichir nos événements en $B\bar{B}$, nous avons utilisé diverses coupures, dont les principales sont les coupures sur l'impulsion transverse des muons de désintégration, et les coupures de temps sur chacun d'eux. Les taux de branchements de B en μ et les modèles de désintégration sont extraits des expériences sur collisionneurs e^+e^- .

Nous avons ainsi obtenu les limites suivantes :

En faisceau de π^- à 280 GeV/c

$$\sigma(\pi^- N \rightarrow B\bar{B} + X) < 3\text{nb} \quad \text{production centrale}$$

$$\sigma(\pi^- N \rightarrow B\bar{B} + X) < 10\text{nb} \quad \text{production périphérique}$$

En faisceau de protons à 400 GeV/c

$$\sigma(p N \rightarrow B\bar{B} + X) < 2\text{nb} \quad \text{production centrale}$$

$$\sigma(p N \rightarrow B\bar{B} + X) < 20\text{nb} \quad \text{production périphérique}$$

qui sont du même ordre de grandeur que les prédictions théoriques utilisant les six modèles de production étudiés ; soit $\sigma(B\bar{B}) \approx 10\text{nb}$ (resp. 8nb) en π^- (resp. en protons).

Ces limites sont de l'ordre d'un facteur 10 inférieures à celles précédemment mesurées. Ce résultat implique que la recherche de beauté dans les interactions hadroniques exigera des expériences futures une grande sensibilité et aussi l'emploi de flux et d'énergies plus élevés qu'actuellement.

Ces faibles limites excluent de plus que nos événements $\psi\psi$ soient issus de la production de beauté, et montrent que moins de 0.5 % des événements Drell-Yan de masse supérieure à $4.5 \text{ GeV}/c^2$ produits dans les interactions pN de 400 GeV/c, sont contaminés par la désintégration de BB .

APPENDICE

SECTION EFFICACE DU PROCESSUS : $gg \rightarrow \psi\psi$

La section efficace de production de $\psi\psi$ par fusion de gluons s'écrit :

$$d\hat{\sigma}/d\hat{t}(gg \rightarrow \psi\psi) = 3/4\pi \times (\pi\alpha_s/3)^4 \times |\Psi(0)|^2/m_\psi \times |\Psi(0)|^2/m_\psi \\ \times s^4 \times \frac{\sum_{n=0,4} y^n C_n(z)}{(\hat{t}-m_\psi^2)^4 (\hat{u}-m_\psi^2)^4}$$

avec :

$$y = (\hat{t} + \hat{u})/2\hat{s} \\ z = (\hat{t} - \hat{u})/2\hat{s}$$

Les coefficients $C_n(z)$ ont la forme suivante :

$$C_0 = 2/3(3981312xz^{12} + 258048xz^{10} - 1186048xz^8 + 35584xz^6 + 98144xz^4 - 13568xz^2 + 335) \\ C_1 = 8/3(1935360xz^{10} - 596224xz^8 - 403840xz^6 + 168064xz^4 - 14288xz^2 + 137) \\ C_2 = 8/3(1134336xz^8 - 1010944xz^6 + 239008xz^4 - 11472xz^2 - 1) \\ C_3 = 64/3(-10176xz^6 + 688xz^4 + 828xz^2 + 5) \\ C_4 = 256(16xz^4 + 8xz^2 + 1)$$

SECTION EFFICACE DU PROCESSUS : $gg \rightarrow B\bar{B}$

La section efficace de production de $B\bar{B}$ par fusion de gluons à l'ordre le plus bas de QCD perturbatif s'écrit :

$$d\hat{\sigma}/d\hat{t}(\hat{s}, \hat{t}) = 1/2\pi \cdot (\pi\alpha_s/3)^4 \times |\Psi_B(0)|^2/m_B \times |\Psi_B(0)|^2/m_B \times (1/\xi_1\xi_2)^6 \\ \times s^4 \times \frac{\sum_{l=0,4} \xi_1^l \times F^{(l)}(y, z)}{(\hat{t}-m_B^2)^4 (\hat{u}-m_B^2)^4}$$

avec : $F^{(l)}(y, z) = \sum_{n=0,4} y^n \cdot C_n^{(l)}(z)$ pour $l=0,1,2$

$$F^{(3)} = -(F^{(1)} + F^{(2)}) \quad \text{et} \quad F^{(4)} = -F^{(3)} \\ \xi_1 = m_u/m_B \quad \text{et} \quad \xi_2 = m_b/m_B$$

Les coefficients $C_n^{(l)}$ s'écrivent :

$$C_0^{(0)} = 1/32(20736xz^{12} + 18432xz^{10} + 6688xz^8 - 2592xz^6 - 1003xz^4 + 88xz^2 + 32)$$

$$C_1^{(0)} = 1/4(9792xz^{10} + 7952xz^8 - 20xz^6 - 1325xz^4 - 22xz^2 + 48)$$

$$C_2^{(0)} = (4112xz^8 + 1816xz^6 - 847xz^4 - 174xz^2 + 52)$$

$$C_3^{(0)} = 16(208xz^6 - 8xz^4 - 35xz^2 + 6)$$

$$C_4^{(0)} = 64(16xz^4 - 8xz^2 + 1)$$

$$C_0^{(1)} = 1/32(-94464xz^{10} - 63872xz^8 - 2240xz^6 + 11192xz^4 + 325xz^2 - 404)$$

$$C_1^{(1)} = 1/16(-76032xz^{10} - 212864xz^8 - 66048xz^6 + 38328xz^4 + 6745xz^2 - 2144)$$

$$C_2^{(1)} = 1/2(-32640xz^8 - 37936xz^6 + 6912xz^4 + 5253xz^2 - 1025)$$

$$C_3^{(1)} = 2(-10128xz^6 - 2192xz^4 + 2857xz^2 - 419)$$

$$C_4^{(1)} = 16(-528xz^4 + 256xz^2 - 31)$$

$$C_0^{(2)} = 1/128(377856xz^{10} + 768768xz^8 + 130048xz^6 - 94720xz^4 - 25732xz^2 + 6981)$$

$$C_1^{(2)} = 1/32(152064xz^{10} + 855040xz^8 + 543360xz^6 - 132080xz^4 - 79546xz^2 + 16227)$$

$$C_2^{(2)} = 1/32(883968xz^8 + 1722880xz^6 + 12256xz^4 - 348512xz^2 + 56181)$$

$$C_3^{(2)} = 1/4(188736xz^6 + 96784xz^4 - 78164xz^2 + 10575)$$

$$C_4^{(2)} = (25872xz^4 - 12280xz^2 + 1457)$$

SECTION EFFICACE DU PROCESSUS $q\bar{q} \rightarrow \bar{B}_r B_r$

La section efficace du processus de double recombinaisons, avec certaines approximations prend la forme suivante :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{\pi^3 \alpha_s^4}{27\hat{s}^4} \times \frac{|\Psi_B(0)|^4}{m_B^2} \times \frac{\sum_{l=0,6} \xi_1^l C^{(l)}}{(\xi_1 \xi_2 (v - \xi_2)^2 (v - \xi_2^2))^4}$$

où les coefficients $C^{(l)}$ sont fonctions de $u = \hat{s}/m_B^2$ et $v = \hat{t}/m_B^2$.

$$C_0 = 1/81(32xu^3(-v^3 + 107v^2 - 1411v + 729) + 32xu^2(17xv^4 - 690xv^3 - 352xv^2 + 2706xv - 1681) + 288xu(-7xv^5 - 54xv^4 + 286xv^3 - 464xv^2 + 321xv - 82) + 2592(-v^6 + 6xv^5 - 15xv^4 + 20xv^3 - 15xv^2 + 6xv - 1))$$

$$C_1 = 1/81(64xu^3(2xv^3 - 367xv^2 + 2696xv - 2187) + 128xu^2(-8xv^4 + 465xv^3 + 676xv^2 - 3183xv + 2050) + 576xu(-2xv^5 + 68xv^4 - 497xv^3 + 1103xv^2 - 977xv + 305) + 25920(-v^5 + 5xv^4 - 10xv^3 + 10xv^2 - 5xv + 1))$$

$$C_2 = 1/27(32xu^3(4xv^3 + 529xv^2 - 2594xv + 3645) + 64xu^2(-22xv^4 - 570xv^3 - 877xv^2 + 4044xv - 2719) + 96xu(-16xv^5 - 13xv^4 + 1131xv^3 - 3887xv^2 + 4513xv - 1728) + 864(2xv^5 - 47xv^4 + 168xv^3 - 242xv^2 + 158xv - 39))$$

$$C_3 = 1/81(128xu^3(-8xv^3 - 278xv^2 + 1357xv - 3645) + 128xu^2(-8xv^4 + 672xv^3 + 937xv^2 - 6252xv + 4219) + 1152xu(-10xv^4 - 112xv^3 + 813xv^2 - 1304xv + 613) + 10368(4xv^4 - 31xv^3 + 69xv^2 - 61xv + 19))$$

$$\begin{aligned}
C_4 &= 1/9(32 \times u^3(-64 \times v^3 - 136 \times v^2 - 2347 \times v + 10935) + 32 \times u^2(-64 \times v^4 - 888 \times v^3 \\
&\quad - 1171 \times v^2 + 15756 \times v - 9529) + 288 \times u(16 \times v^4 + 31 \times v^3 - 1428 \times v^2 + 3239 \times v \\
&\quad - 1858) + 2592(-v^4 + 46 \times v^3 - 168 \times v^2 + 202 \times v - 79)) \\
C_5 &= 1/9(64 \times u^3(16 \times v^2 + 58 \times v - 243) + 128 \times u^2(8 \times v^3 + 16 \times v^2 - 170 \times v + 77) \\
&\quad + 192 \times u(2 \times v^3 + 52 \times v^2 - 173 \times v + 119) + 1728(-v^3 + 9 \times v^2 - 15 \times v + 7)) \\
C_6 &= 32 \times u^3(-4 \times v + 9) + 64 \times u^2(-2 \times v^2 + 7 \times v - 2) + 96 \times u(-v^2 + 5 \times v - 4) \\
&\quad + 288(-v^2 + 2 \times v - 1)
\end{aligned}$$

SECTION EFFICACE DU PROCESSUS : $qg \rightarrow \bar{B}_r b$

La section efficace du processus de simple recombinaison s'écrit :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{\pi^2 \alpha_s^3}{2592 \hat{s}^3} \times \frac{|\Psi_B(0)|^2}{m_B^2} \times \frac{\sum_{l=0,10} \xi_1^l C^{(l)}}{(\xi_1 \xi_2 (v - \xi_2)(v - \xi_2^2)(u - \xi_1^2))^2}.$$

où les coefficients $C^{(l)}$ sont fonctions de $u = \hat{s}/m_B^2$ et $v = \hat{t}/m_B^2$, $w = v - 1$.

$$\begin{aligned}
C_0 &= 16 \times u^4 \times w(289 \times w - 336) + 16 \times u^3 \times w(289 \times w^2 + 34 \times w - 416) + 16 \times u^2 \times w^3(81 \times w \\
&\quad - 416) + 1296 \times u \times w^5 \\
C_1 &= 64 \times u^4(-68 \times w^2 + 389 \times w - 168) + 16 \times u^3(-578 \times w^3 + 1057 \times w^2 + 1656 \times w - 576) \\
&\quad + 16 \times u^2 \times w^2(-468 \times w^2 + 981 \times w - 1102) + 288 \times u \times w^4(-9 \times w + 53) \\
C_2 &= 32 \times u^4(32 \times w^2 - 697 \times w + 1146) + 64 \times u^3(52 \times w^3 - 749 \times w^2 + 71 \times w + 738) \\
&\quad + 4 \times u^2 \times w(1224 \times w^3 - 10261 \times w^2 + 13704 \times w + 1312) + 8 \times u \times w^3(324 \times w^2 - 2583 \times w \\
&\quad + 7991) - 648 \times w^5 \\
C_3 &= 1600 \times u^4(4 \times w - 21) + 32 \times u^3(1014 \times w^2 - 2867 \times w - 1434) + 64 \times u^2(739 \times w^3 \\
&\quad - 1656 \times w^2 + 90 \times w + 306) + 32 \times u \times w^2(729 \times w^2 - 2934 \times w + 3235) \\
&\quad + 144 \times w^4(-18 \times w - 43) \\
C_4 &= 16 \times u^4(-64 \times w + 561) + 48 \times u^3(-176 \times w^2 + 1623 \times w - 838) + 8 \times u^2(-2600 \times w^3 \\
&\quad + 15057 \times w^2 - 11234 \times w - 9792) + 4 \times u \times w(-4320 \times w^3 + 17081 \times w^2 - 53844 \times w \\
&\quad + 12664) + 8 \times w^3(-324 \times w^2 - 2277 \times w - 2380) \\
C_5 &= 16 \times u^3(-1418 \times w + 3885) + 32 \times u^2(-2558 \times w^2 + 4426 \times w + 2499) \\
&\quad + 16 \times u \times w(-5024 \times w^2 + 9465 \times w - 10278) + 32 \times w^2(-171 \times w^2 - 1161 \times w - 578) \\
C_6 &= 96 \times u^3(32 \times w - 187) + 4 \times u^2(5768 \times w^2 - 22197 \times w - 408) + 8 \times u \times w(4564 \times w^2 \\
&\quad - 13676 \times w + 22273) + 8 \times w^2(1548 \times w^2 + 2573 \times w - 2516) \\
C_7 &= 16 \times u^2(1636 \times w - 1785) + 16 \times u \times w(5434 \times w - 5727) + 16 \times w^2(2322 \times w + 2501) \\
C_8 &= 48 \times u^2(-64 \times w + 187) + 4 \times u \times w(-6224 \times w + 8297) + 8 \times w^2(-2380 \times w + 2089) \\
C_9 &= 9888 \times u \times w - 33184 \times w^2 \\
C_{10} &= 1024 \times u \times w + 9248 \times w^2
\end{aligned}$$

REMERCIEMENTS

Je remercie sincèrement Monsieur Marcel FROISSART, Professeur au Collège de France, de m'avoir accueilli dans son Laboratoire de Physique Corpusculaire. Je lui suis reconnaissant d'avoir eu la patience et la vigilance d'examiner tous les détails de cette thèse.

Je remercie également Monsieur Michel BAUBILLIER, Professeur à l'Université de Paris VI, d'avoir accepté de présider le jury.

Je tiens à remercier les membres du jury, Messieurs Jacques BOUCROT, André ROUGE, Robert VINH MAU, et plus particulièrement mon Directeur de Thèse, Monsieur Michel CROZON pour m'avoir si efficacement conseillé dans l'élaboration de ce travail.

Sincèrement et sans distinction, je remercie tous les participants de l'expérience NA3, dont les conseils précieux et la franche cordialité, m'ont été d'un grand soutien, et en particulier, Monsieur Théophile LERAY, qui a guidé mes tous premiers pas dans ce monde féérique de la physique.

De même, je remercie Monsieur D.M. SCOTT, pour m'avoir communiqué une partie de ses travaux, m'aidant ainsi à mieux approfondir l'aspect théorique de cet ouvrage.

Je tiens à remercier également Messieurs B. HUMPERT et P. MERY, pour les nombreuses et fructueuses discussions.

Très sincèrement, je remercie Madame Joelle BROSSAUD, d'avoir accepté bénévolement et sans restriction de faire la frappe et la mise en page de cet ouvrage, ce qui a demandé de sa part un grand esprit d'adaptation, puisque réalisé au C.E.R.N. avec le programme d'éditeur de Textes SCRIPT, sous contrôle de WYLBUR. Je la remercie vivement de son courage et de son efficacité.

Je remercie également Mesdames Claude RIGONI et Yvonne ALLIOD, pour m'avoir dessiné certaines figures, avec la qualité à laquelle elles nous ont toujours habitué.

J'exprime ma gratitude à Mesdames C. BREON et G. MASSEI pour m'avoir aidé dans les nombreuses démarches administratives et pour leur patience à mon égard.

Ma reconnaissance va également aux membres de l'imprimerie du Laboratoire, Messieurs G. ARBOUSSE-BASTIDE, J. ORILLON et X. LE TAN pour avoir fait l'impression de cet ouvrage.

RÉFÉRENCES

- [1] Proposal to measure hadronic production of high P_t leptons and hadrons. CERN/SPSC/74-90
- [2] L.M Lederman, International Symposium on lepton and hadron interaction Hambourg 1977.
S.W. Herb et al., Phys.Rev.Letter 39, 252 (1977)
- [3] S.D.Drell, T.M.Yan, Phys.Rev.Lett. 25 (1970) 316
- [4] J. Badier et al., Phys. Lett. 89B(1979)145.
- [5] N.Doble, SPS Experimenters handbook (1978) p.59, CERN SPS
- [6] V.Agoritsas International Report CERN-MPS CO/68-9 (1968)
- [7] CERN HERA 70-03
- [8] J. Bourotte Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Paris-Sud, Ecole Polytechnique, juin 1983.
- [9] O. Callot Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Paris XI
Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay (LAL) 81/05 avril 1981.
- [10] M. Morpurgo, Cryogenics 19 (1979) 411
- [11] R. Hammarstrom et al. CERN-EP Preprint 80-12
- [12] J. Boucrot et al. "A trigger system using cathode readout chamber and a coincidence matrix" LAL Orsay 79-33
- [13] R. Dubbé Thèse de troisième cycle, Orsay 1979, LAL 79/6.
- [14] M. Mur Nuclear Instr. and Methods 176, 227
- [15] M. Hansroul, CERN Program Library X999, entry S3101 (1978)
- [16] R. Brun, M. Hansroul, R. Kubler, P. Palazzi, H. Wind, CERN/DD 75-23 (1975)
- [17] Particles Properties, Phys. Letter 75B, 1 (1978)
- [18] J.G. Branson et al. Phys. Rev. Lett. 38, 1334 (1977)
- [19] R.M Sternheimer et R.F Peierls, Phys. Rev. B3, 3681 (1971)
- [20] A. Tilquin Thèse de troisième Cycle, L.P.C. Collège de France mai 1981 (LPC T-81/03).
- [21] R.P Feynman, R.D Field and G.C Fox, Nucl. Phys. B128, (1977) 1; Phys. Rev. D 18 (1978) 3320.
- [22] J.D. Bjorken and S.D. Drell : "Relativistic Mechanics"
Mac Graw Hill Book Company 1964 p 115.
- [23] H. Abramowicz et al. CDHS Collaboration (1982), CERN Preprint EP 82-210
- [24] E. Reya "Perturbative quantum chromodynamics" (1979) DESY 79/88 R.D Field, La Jolla Institute Summer Workshop 1978, DO. TH 79/20.
- [25] G. Altarelli et G. Parisi, Nucl.Phys. B126, 298, 1977.

- [26] S.N Ganguli "Transverse correlation of charm pairs, $\psi\psi$ and partons transverse momenta", Z. Phys. C 21(1983) 163-166
- [27] H. Abramowicz et al. Zeit. Für. Phys. Vol.12 (1982) 289
- [28] S. Weiz Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Paris-Sud, Ecole Polytechnique, juillet 1982.
- [29] J. Badier et al. "Evidence for $\psi\psi$ production in π^- interactions at 150 and 280 GeV/c", Phys. Lett., B 114 (1982) 457-460
- [30] "Production of heavy quarks"; Rapporteur's talk XXIst International Conference On High Energy Physics, PARIS, 1982
- [31] V. Barger, F. Halzen and W.Y Keung "Hadronic $\psi\psi$ events : Evidence for B-meson production", Phys. Lett. Vol.119B
- [32] R.E Ecclestone, D.M Scott "Production of $\psi\psi$ in pion nucleon interactions by quark-antiquark annihilation" Phys. Lett. 120B(1983)237.
- [33] R.E Ecclestone, D.M Scott "Hadroproduction of $\psi\psi$ " Zeit. für. Phys.C 19. 29. 35 (1983).
- [34] C. Goebel, D.M Scott, F.Halzen, Phys. Rev. D22, 2789 (1983).
- [35] R.E Ecclestone, F. Halzen, D.M Scott :DATMP 82/85
- [36] B. Humpert, P. Mery " $\psi\psi$ Production at Collider Energies", Zeit. für. Phys. C 20, 83-93 (1983).
- [37] R. Winder, C. Michal, "Some QCD estimates of the production of heavy quark flavours in hadron-hadron collisions" Nucl. Phys. B 173 (1980) 59-76
- [38] B. Humpert, P. Mery, Phys. Lett. 124B(1983)264
- [39] E. Schrodinger, Ann.d.Physik 79 (1926) 361.
- [40] R. Van Royen, V.F Weisskoff, Nuovo.Cim. 50 (1967) 617.
- [41] P.A Rapidis et al. Phys. Rev. Letter 39 (1977) 526.
- [42] C. Quigg, J.L Rosner, Phys. Reports 4 (1979) 167.
- [43] R.K Ellis Moriond Workshop on lepton pair production (1981)
- [44] Y. Lemoigne et al. Phys. Lett. 113b (1982) 509.
- [45] S. Stone Preprint CLNS 85-583 sept.1983, CORNELL.
- [46] H. Fritzch, Phys. Lett. 86B (1979) 343.
- [47] CLEO Collaboration "Limit on the $b \rightarrow u$ coupling from semileptonic B decay". Phys. Rev. Letters 52 (13) 1084.
- [48] A. Ali, "On the semileptonic decay distributions from the next heavy quark", Z. Physik C, Particles and Fields 1,25-41 (1979).
- [49] S. Stone, Preprint CLNS 83-583, Sept. 83, Cornell.
- [50] W. Bacino et al., Phys. Rev. Letters 43 (1979) 1073.
- [51] P. Lipari, "Experimental results on b quark decay from CLEO" Dubrovnik, Yugoslavia 22-28 may 1983.
- [52] EHS Collaboration Phys. lett., B 123 (1983) 103-107
- [53] A. Diamant-Berger et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 507.

- [54] R.N. Coleman et al. Phys. Rev. Lett. 44(1980)1313
- [55] J.P. Albanese et al. Preprint CERN EP/82-183 (Nov. 1983)
- [56] R. Barate et al. Preprint CERN EP/82-171 (Nov. 1982)
- [57] A. Ereditato et al. Preprint CERN EP/85-11 (28 Janv. 1985)
- [58] H.G Fischer, W.M Geiss, "On the hadronic production of lepton pairs from heavy flavour decay" Z. Phys. C 19 (1983) 159-166
- [59] I.R. Kenyon, Rep. Progr. in Phys. 45 (1982) 1261.

NOM : TILQUIN

PRENOM : André

TITRE : Production hadronique de plusieurs muons, production de $\psi\psi$, recherche de beauté.

RESUME

L'étude des événements à plus de deux muons dans les interactions π^-p de 150 et 280 GeV/c et protons de 400 GeV/c, a montré l'existence de la production de $\psi\psi$, avec des sections efficaces de 18 pb (resp. 31 pb) en π^- de 150 GeV/c (resp. π^- 280 GeV/c) et 27 pb en protons. Ces sections efficaces sont en bon accord avec les prédictions théoriques : annihilation de quarks en π^- et fusion de gluons en proton. En utilisant ces événements, nous donnons une estimation de K_t intrinsèque des partons : $\langle K_t \rangle = 0.7$ GeV/c en π^- comme en protons. En utilisant nos événements $\mu^+\mu^+$, $\mu^+\mu^-\mu^+$, $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$, $\psi\mu^\pm$ et $\psi\mu^+\mu^-$, nous donnons de nouvelles limites sur la section efficace de production de $B\bar{B}$: $\sigma(\pi^-N \rightarrow B\bar{B})$ à 280 GeV/c ≤ 3 nb et $\sigma(pN \rightarrow B\bar{B})$ à 400 GeV/c ≤ 2 nb pour une production centrale de $B\bar{B}$.

Ces nouvelles limites excluent le $B\bar{B}$ comme source de production de $\psi\psi$ et de Drell-Yan de masse supérieure à 4 GeV/c².

Mots clés : Production hadronique, $\psi\psi$, $B\bar{B}$, moment transverse, partons, section efficace.