

# THESE

présentée

A L'UNIVERSITE BLAISE PASCAL - CLERMONT II  
(U.F.R. DE RECHERCHE SCIENTIFIQUE ET TECHNIQUE)

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CLERMONT II  
(SPECIALITE : PHYSIQUE NUCLEAIRE)

par

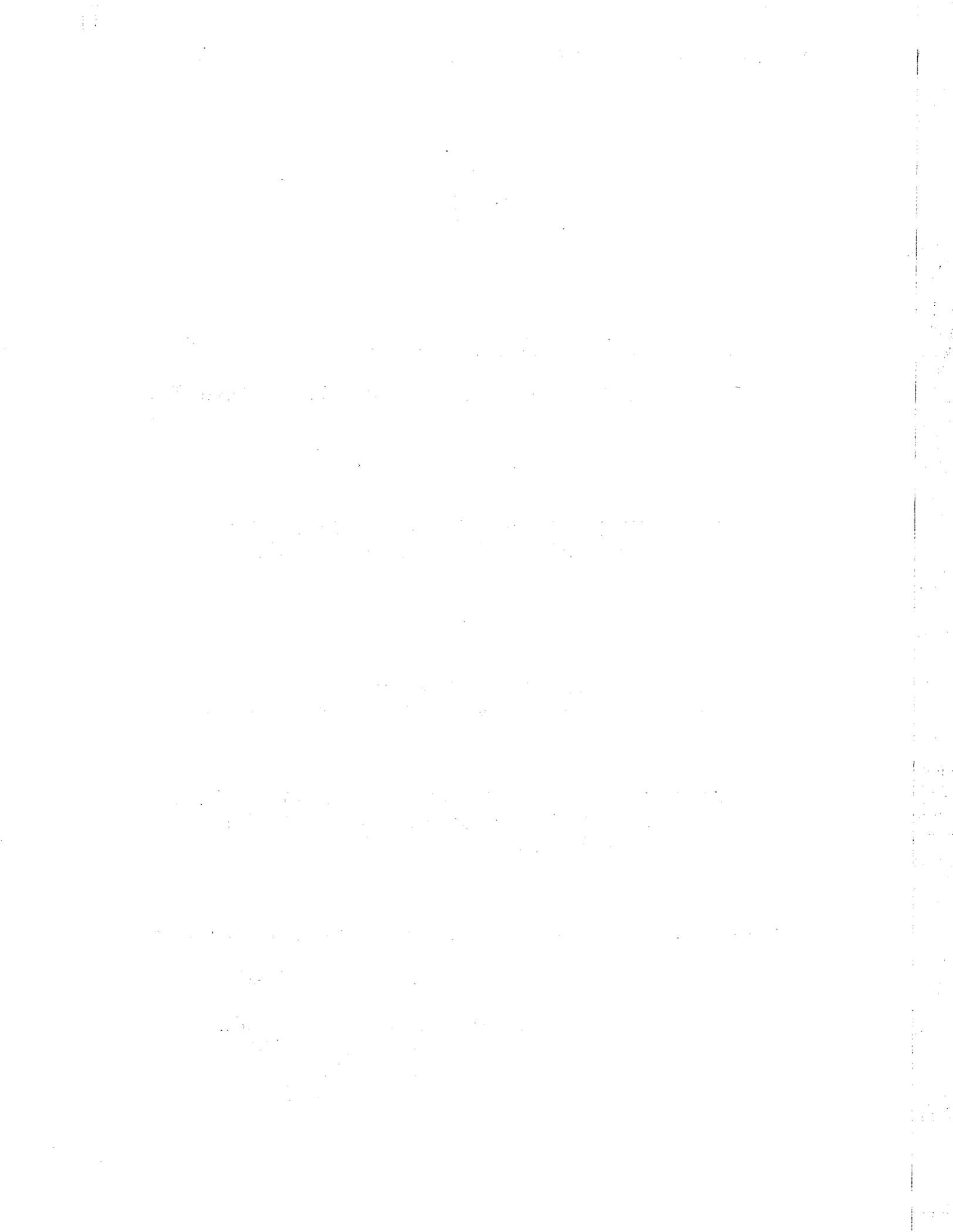
**Mustapha BOUGTEB**  
Maître ès-Sciences , Diplômé d'Etudes Approfondies

PRODUCTION DE DILEPTONS DANS LES COLLISIONS  
 $p + Be$  A 4.9 GEV, MULTIPLICITE ASSOCIEE,  
COMPARAISON A  $p + p$  ET  $p + d$ .

Thèse soutenue le 31 mars 1994, devant la commission d'examen :

Président : M. J.C. MONTRET

Examineurs : M. H. BOKEMEYER  
M. H. MEUNIER  
M. Y. PISUT  
M. G. ROCHE



**Dédicace :**

Je dédie cette thèse à mon père, ma mère, mes frères, ma soeur et à tous ceux qui me sont chers.



# Remerciements

Je tiens à remercier :

- Monsieur le Professeur Jean-Claude Montret, Directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, d'avoir accepté de présider ce jury.
- Messieurs le Professeur Jan Pisut et le Docteur Helmut Bokemeyer, qui m'ont fait le grand honneur d'accepter de participer au jury en qualité de rapporteurs. Je leur en suis très reconnaissant.

J'adresse particulièrement mes chaleureux remerciements à Monsieur le Professeur Guy Roche qui fût mon directeur de thèse. Je lui exprime ma profonde reconnaissance pour m'avoir accepté dans son équipe de recherche et m'avoir donné l'opportunité de participer à de nombreuses expériences à "Lawrence Berkeley Laboratory" (LBL).

Guy Roche m'a généreusement consacré, sans compter une partie de son temps malgré ses multiples responsabilités et occupations. Sa profonde intuition et les précieux conseils qu'il me prodiguait m'ont épargné des pertes de temps et permis d'éviter de nombreuses impasses.

Sa courtoisie et sa modestie font de lui, de ces rares personnes, qui vous inspire confiance et suscite en vous respect et admiration. Encore une fois, merci Guy.

Je remercie Monsieur Henri Meunier, Maître de conférence, pour la lecture attentive du manuscrit et pour la participation au jury. Mes remerciements vont également à Monsieur le Professeur Louis Meritet et Mademoiselle Marguerite Prunet membres de notre équipe pour leur sympathie.

Pendant mes séjours au LBL, j'ai eu l'occasion de travailler et discuter avec S. Beedoe, J. Carroll, H. Huang, J. Miller, J. Porter, L. Schroeder, P. Seidl, R. Welsh et K. Wilson qui m'ont beaucoup apporté. Je les remercie pour leur très chaleureux

et fraternel accueil et la bonne ambiance de travail qu'ils ont su créer.

J'ai particulièrement profité de la compétence de C. Naudet à qui j'adresse ma profonde gratitude. En effet c'est en sa compagnie que je passais la plupart de mes "shifts". Ses conseils m'ont été très précieux.

Je remercie Madame J. Pellet qui a eu la gentillesse de réaliser quelques dessins de cette thèse.

Quant à mes parents, je ne saurai leur exprimer ma profonde reconnaissance. Cette thèse n'aurait jamais abouti sans l'aide et le soutien permanents de mes frères Abdelkarim et Khalid. Les mots ne sauront exprimer le respect et l'affection que j'ai pour eux.

Je n'oublie pas de remercier Monsieur A. Khabou qui m'a généreusement ouvert les portes de son appartement pour plusieurs mois. Monsieur M. EL Metoui est un ami qu'on aimerait toujours avoir, dont le sens de l'humour et la sympathie rend la vie plus agréable. Merci Mustapha.

Finalement je remercie tous mes amis qui m'ont soutenu d'une façon ou d'une autre.

# Résumé de la Thèse

Les dileptons constituent une sonde pénétrante de la matière hadronique à haute densité et haute température créée lors des collisions nucléaires. Ils sont produits par plusieurs processus tels que le bremsstrahlung  $N - N$ , l'annihilation  $\pi^+\pi^-$ , la désintégration des mésons vecteurs ( $\rho, \omega, \phi$ ) et la désintégration radiative du  $\Delta$ .

Nous avons mesuré la section efficace de production des dileptons  $e^+e^-$  dans la réaction  $p - Be$  à 4.9 GeV. L'expérience a eu lieu auprès de l'accélérateur BEVALAC en utilisant le spectromètre DLS (DiLepton Spectrometer). Les résultats ont permis tout d'abord de préciser une correction de temps mort de l'électronique dans les données antérieures de 1986.

Le spectre de masse invariante des dileptons obtenu est en accord qualitatif avec le modèle théorique récent de Haglin et Gale, sauf dans la région de masse autour de 400-500 MeV. La distribution du moment transverse, ainsi que la corrélation observée entre masse invariante et moment transverse, correspondent aux données de la physique hadronique à plus haute énergie.

La multiplicité associée des hadrons chargés est mesurée par un détecteur approprié. La multiplicité totale moyenne associée aux dileptons est de 2.8.

L'étude comparative des résultats obtenus en  $p - p$ ,  $p - d$  et  $p - Be$  à 4.9 GeV montre une similitude dans les formes des spectres de masse invariante et de moment transverse. Les rapports  $pd/pp$  et  $pBe/pp$  des sections efficaces sont de  $1.9 \pm 0.1$  et de  $6.7 \pm 0.6$  respectivement. Les sections efficaces mesurées dans les réactions  $pp$ ,  $pd$  et  $pBe$  sont bien reproduites par la paramétrisation habituelle  $\sigma \propto A^\alpha$  où  $\alpha = 0.87 \pm 0.26$ .



## ABSTRACT :

Dileptons appear to be a clean probe of dense nuclear matter. Dilepton pairs can be produced in nuclear reaction from many processes such as the  $N - N$  bremsstrahlung, the  $\pi^+\pi^-$  annihilation, the vector mesons ( $\rho, \omega, \phi$ ) decay.

We have measured the dilepton production cross section in  $p - Be$  collisions at 4.9 GeV. The experiment was carried out at the Lawrence Berkeley Laboratory (LBL) using the DiLepton Spectrometer (DLS). The results have allowed us first of all to specify a correction for the electronic's dead time observed in the previous data (1986).

The dilepton invariant mass spectrum is in quite good agreement with the more recent Haglin and Gale's model, except in the intermediate mass region around 400-500 MeV. The transverse momentum distribution, as well as the observed dependence between invariant mass and transverse momentum, correspond to hadronic physics data at higher energies.

The charged multiplicity from the reaction is measured by an appropriate detector. The average total multiplicity for the dielectron is 2.8.

The study of the results obtained from  $p - p$ ,  $p - d$  and  $p - Be$  at 4.9 GeV shows a similarity in the shape of the dilepton invariant mass and transverse momentum spectra. The  $pd/pp$  and  $pBe/pp$  ratios of the cross sections are  $1.9 \pm 0.1$  and  $6.7 \pm 0.6$  respectively. The measured cross sections in  $pp$ ,  $pd$  and  $pBe$  are well reproduced by the usual parametrisation  $\sigma \propto A^\alpha$  where  $\alpha = 0.87 \pm 0.26$ .



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>v</b>
<b>Résumé de la Thèse</b>	<b>vii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE 1</b>	<b>5</b>
<b>1 Physique des Ions Lourds Relativistes et Di-Leptons</b>	<b>5</b>
1.1 Les Collisions d'Ions Lourds . . . . .	6
1.1.1 Cascade Intra-Nucléaire INC . . . . .	7
1.1.2 Modèle BUU . . . . .	8
1.1.3 Modèles QMD et RQMD . . . . .	8
1.2 Mécanismes de Production des Dileptons . . . . .	10
1.2.1 Hautes Energies . . . . .	11
1.2.2 Energies Intermédiaires . . . . .	15
1.3 Programme DLS au Bevalac . . . . .	29
1.3.1 Collisions $p - Be$ aux énergies de 1.0, 2.1 et 4.9 GeV . . . . .	30
1.3.2 Collisions $Ca - Ca$ et $Nb - Nb$ . . . . .	32
1.3.3 Collisions $p - p$ et $p - d$ . . . . .	34
1.3.4 Objet du travail présenté . . . . .	37
<b>CHAPITRE 2</b>	<b>41</b>

<b>2</b>	<b>Le Dispositif Expérimental</b>	<b>41</b>
2.1	L'accélérateur Bevalac . . . . .	42
2.2	Présentation Générale du Spectromètre DiLepton . . . . .	42
2.3	Cibles . . . . .	44
2.4	Système de Tracking . . . . .	47
2.4.1	Dipôles Magnétiques . . . . .	47
2.4.2	Chambres à Dérive . . . . .	48
2.5	Compteurs Cherenkov . . . . .	50
2.6	Détecteurs à Scintillation . . . . .	53
2.6.1	Hodoscopes . . . . .	53
2.6.2	Détecteur de Multiplicité . . . . .	54
2.7	Electronique et Système d'Acquisition des Données . . . . .	54
2.7.1	Logique de Déclenchement . . . . .	54
2.7.2	Le système d'Acquisition des Données . . . . .	56
2.8	Faisceau et Systèmes de Contrôle . . . . .	56
2.8.1	Faisceau Incident . . . . .	56
2.8.2	Systèmes de Contrôle . . . . .	58
2.9	Réglages et Contrôles du Spectromètre . . . . .	60
2.9.1	Réglages . . . . .	60
2.9.2	Contrôles en Cours d'Expérience . . . . .	63
<b>CHAPITRE 3</b>		<b>71</b>
<b>3</b>	<b>Traitement des Données</b>	<b>71</b>
3.1	Calibration . . . . .	72
3.1.1	Calibration des TDC . . . . .	72
3.1.2	Calibration des ADC . . . . .	74
3.2	Reconstruction des Trajectoires . . . . .	80
3.2.1	Prétraitement des Données . . . . .	80
3.2.2	Reconstruction des Trajectoires "Tracking" . . . . .	83
3.3	Fausse Paires . . . . .	87
3.4	Corrections d'Efficacité et d'Acceptance . . . . .	90

3.4.1	Temps Mort de l'Ordinateur . . . . .	90
3.4.2	Temps Mort de l'Electronique . . . . .	90
3.4.3	Efficacités des Détecteurs . . . . .	97
3.4.4	Efficacités des Coupures . . . . .	100
3.4.5	Acceptance du Spectromètre . . . . .	102
3.5	Calcul de la Section Efficace . . . . .	105
<b>CHAPITRE 4</b>		<b>107</b>
<b>4</b>	<b>Résultats</b>	<b>107</b>
4.1	Nombre d'événements . . . . .	108
4.2	Comparaison des données de 1986 et 1989, correction d'acceptance . .	109
4.3	Sections efficaces . . . . .	113
4.4	Multiplicité Associée de Hadrons Chargés . . . . .	120
4.5	Comparaison des réactions $p - p$ , $p - d$ et $p - Be$ à 4.9 GeV. . . . .	125
4.5.1	Spectres . . . . .	125
4.5.2	Rapports $pd/pp$ et $pBe/pp$ . . . . .	127
4.5.3	Dépendance de la section efficace en $A_t$ . . . . .	130
<b>Conclusion</b>		<b>133</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>137</b>



# Liste des tableaux

1.1	Quelques caractéristiques des mésons $\rho, \omega$ et $\phi$ . . . . .	26
1.2	Les expériences menées par la collaboration DLS. . . . .	30
2.1	Spécification des gaz Cherenkov. . . . .	52
2.2	Spécification des hodoscopes. . . . .	53
2.3	Rapport cible pleine/cible vide pour chaque configuration de polarités des champs magnétiques. . . . .	69
3.1	Les quatre combinaisons possibles d'électrons et de positrons non corrélés détectés par les deux bras du DLS. . . . .	88
3.2	Facteurs de correction du temps mort de l'électronique. . . . .	95
3.3	Efficacités de tous les plans. . . . .	99
3.4	Efficacités des chambres à dérives. . . . .	100
4.1	Pentes et masses invariantes moyennes des spectres de masse en fonc- tion du moment transverse. . . . .	118
4.2	Pentes et moments transverses moyens des distributions des $p_t$ en fonc- tion de la masse invariante. . . . .	118
4.3	Multiplicité totale associée aux vraies paires pour différentes régions de masse invariante $M$ . . . . .	121
4.4	Multiplicité totale associée aux vraies paires pour différentes régions du moment transverse $p_t$ . . . . .	125
4.5	Résultats du lissage des distributions en $p_t$ par des exponentielles. . .	127
4.6	Sections efficaces intégrées ( $M \geq 0.20 \text{ GeV}/c^2$ ) à 4.9 GeV . . . . .	130



# Liste des Figures

1.1	Diagramme de phase de la matière nucléaire. . . . .	6
1.2	Exemples de processus de production des dileptons dans les collisions hadron-noyau et noyau-noyau. . . . .	10
1.3	Spectre de masse des dimuons mesuré par le groupe Chicago-Princeton.	12
1.4	Mécanisme de Drell-Yan. . . . .	12
1.5	Comparaison des prédictions du modèle d'annihilation des partons mous au spectre de masse de di-électrons produits dans les collisions $p - Be$ à 13 GeV/c. . . . .	14
1.6	Section efficace de production des di-électrons dans les collisions $p - Be$ à 13 GeV/c. . . . .	16
1.7	Les processus de production de dileptons aux énergies intermédiaires.	17
1.8	La relation de dispersion du pion dans la matière nucléaire à différentes densités. . . . .	21
1.9	Spectres de masse de dileptons produits par annihilation $\pi^+\pi^-$ pour différentes valeurs de la quantité de mouvement. . . . .	23
1.10	Largeur partielle de désintégration dileptonique du $\Delta$ . . . . .	24
1.11	Diagrammes de feynman de production de di-électrons par l'annihilation pion sur nucléon. . . . .	25
1.12	Spectres de masse des dileptons produits par la désintégration Dalitz de $\pi^0$ , $\eta$ et $\omega$ . . . . .	27
1.13	Sections efficaces de production de di-électrons dans les collisions $p - Be$ à 4.9, 2.1 et 1.0 GeV. . . . .	31

1.14	Fonction d'excitation de la section efficace totale de la réaction $p + Be \rightarrow e^+e^- + X$ . . . . .	32
1.15	Spectre de masse invariante des dileptons produits dans la collision $Ca - Ca$ à 1.0 GeV/A. . . . .	33
1.16	Comparaison des spectres de masse invariante pour les deux systèmes $Nb - Nb$ et $Ca - Ca$ à 1.05 GeV/A. . . . .	34
1.17	Production de di-électrons dans les collisions $p - p$ à 4.9 GeV. . . . .	35
1.18	Rapport $pd/pp$ des sections efficaces en fonction de l'énergie du faisceau. . . . .	36
1.19	Production de dileptons par le bremsstrahlung $pp$ et $pn$ comparée aux données des collisions $pp$ et $pd$ à 4.9 GeV. . . . .	37
1.20	Production de dileptons obtenue à partir du bremsstrahlung hadronique $NN \rightarrow NN\pi$ , comparée au bremsstrahlung nucléon-nucléon et aux données $pp$ à 4.9 GeV. . . . .	38
2.1	Vue générale du site expérimental du Bevalac. . . . .	43
2.2	Vue tridimensionnelle du spectromètre DLS. . . . .	45
2.3	Vue en coupe dans le plan horizontal du spectromètre DLS. . . . .	45
2.4	Boîte à cibles. . . . .	46
2.5	Mécanisme de porte-cible. . . . .	47
2.6	Distributions de champs magnétiques. . . . .	48
2.7	Structure d'une cellule de chambre à fil avant et arrière. . . . .	49
2.8	Section des compteurs Cherenkov avant et arrière. . . . .	51
2.9	Détecteur de multiplicité. . . . .	55
2.10	Diagramme simplifié de la logique de déclenchement, trigger di-électron. . . . .	57
2.11	Contrôle du halo du faisceau. . . . .	59
2.12	Structure typique du déversement du faisceau sur la cible. . . . .	60
2.13	Dispositif expérimental et montage électronique associés à la calibration d'un élément d'hodoscope. . . . .	62
2.14	Courbe de calibration d'un hodoscope. . . . .	63
2.15	Distribution brute ADC correspondant à un élément Cherenkov. . . . .	65
2.16	Distribution TDC correspondant à un élément Cherenkov. . . . .	65

2.17	Distributions du nombre de coups dans les compteurs Cherenkov. . .	66
2.18	Distribution ADC correspondant à un élément d'hodoscope. . . . .	67
2.19	Distribution TDC correspondant à un élément d'hodoscope. . . . .	67
2.20	Distributions du nombre de coups dans chaque segment d'hodoscope.	68
2.21	Distribution du nombre de coups enregistré par un plan de fil. . . . .	70
2.22	Distribution TDC d'un plan de chambre à dérive. . . . .	70
3.1	Distributions des ADC en fonction des TDC des compteurs Cherenkov avant et après correction du slewing. . . . .	73
3.2	Distributions de temps de vol avant la correction du slewing. . . . .	75
3.3	Les distributions de temps de vol corrigées pour le slewing. . . . .	76
3.4	Distribution des ADC bruts et des ADC en fonction du spill avant et après la correction de la dérive du piédestal. . . . .	78
3.5	Exemple de distributions des ADC normalisés. . . . .	79
3.6	Illustration de la construction des traces probables (quasi-trace). . . .	82
3.7	Exemple d'une trace reconstruite dans chaque bras. . . . .	84
3.8	Distributions des vertex. . . . .	86
3.9	Distributions du moment transverse des électrons et des positrons du bruit de fond combinatoire. . . . .	89
3.10	Taux de comptage des compteurs Cherenkov et hodoscopes du spec- tromètre DLS en fonction de IC/spill. Les données sont de l'expérience de décembre 86. . . . .	92
3.11	Taux de comptage des compteurs Cherenkov et hodoscopes du spec- tromètre DLS en fonction de IC/spill. Données de l'expérience de mai 89. . . . .	93
3.12	Pretrigger/IC en fonction de IC/spill. . . . .	94
3.13	Distributions des vraies paires/IC en fonction de IC/spill. . . . .	96
3.14	Lissage des distributions EADC des hodoscopes RH1 et RH2, et effi- cacités des coupures en énergie appliquées. . . . .	103
3.15	(a) : Lissage des distributions EADC des Cherenkov RC1 et RC2, et efficacités des coupures appliquées. . . . .	104

3.16	Acceptance du DLS en fonction de la masse invariante $M$ et de l'impulsion transverse $p_t$ . . . . .	106
4.1	Taux de production des paires OS et BF dans les collisions $p - Be$ à 4.9 GeV en fonction de $M$ , $p_t$ et $y$ . . . . .	110
4.2	Comparaison des spectres de masse des di-électrons produits par les collisions $p - Be$ à 4.9 GeV, obtenus en décembre 86 et mai 89. . . . .	112
4.3	Comparaison des spectres de masse obtenus après application de l'ancienne et la nouvelle correction d'acceptance aux données de mai 1989. . . . .	114
4.4	Spectre de masse des di-électrons produits dans les collisions $p - Be$ à 4.9 GeV comparé au modèle théorique de K. Haglin et C. Gale (HAG93). . . . .	115
4.5	Distribution du moment transverse des di-électrons dans les collisions $p - Be$ à 4.9 GeV. . . . .	117
4.6	(a) : Distribution $\frac{d\sigma}{dM}$ des di-électrons en fonction de la masse invariante pour différentes régions de $p_t$ . (b) : Distribution du moment transverse des di-électrons pour différentes régions de masse. . . . .	119
4.7	Distributions de la multiplicité des particules chargées associées aux paires de signe opposé OS, aux paires de même signe LS et aux vraies paires, mesurée par le détecteur de multiplicité. . . . .	122
4.8	Multiplicité dans les hodoscopes avant du bras droit RH1 et du bras gauche LH1 pour les paires OS, LS et vraies paires. . . . .	123
4.9	Distributions de la multiplicité totale des particules chargées dans la réaction $p - Be$ à 4.9 GeV. . . . .	124
4.10	Sections efficaces de production des di-électrons dans les collisions $p-p$ , $p-d$ et $p-Be$ à 4.9 GeV, en fonction de la masse invariante $M$ . . . . .	126
4.11	Distributions des moments transverses des di-électrons dans les collisions $p-p$ , $p-d$ et $p-Be$ à 4.9 GeV. . . . .	128
4.12	Distribution des rapports $\sigma_{pBe}/\sigma_{pp}$ et $\sigma_{pd}/\sigma_{pp}$ en fonction de la masse invariante. . . . .	129
4.13	Dépendance de la section efficace intégrée au nombre $A_t$ de nucléons dans le nayau cible. . . . .	131





# Introduction

Tout au long de la dernière décennie, la matière nucléaire en dehors de son état fondamental a suscité beaucoup d'intérêt auprès de bon nombre de physiciens. Leur principal but est de trouver une équation d'état EOS "equation of state" liant l'énergie du nucléon à la densité du milieu nucléaire où il se trouve. Cette équation est importante pour la compréhension du comportement des systèmes nucléaires, surtout à des densités et à des températures très élevées. De telles conditions physiques ont vraisemblablement existé immédiatement après le Big-Bang. La détermination de l'EOS peut aussi aider à une description quantitative de phénomènes astrophysiques tels que les explosions des supernovae et la formation des étoiles à neutrons. Dans le laboratoire, les collisions d'ions lourds relativistes (1 à 5 GeV/A) apparaissent comme le moyen privilégié pour créer et étudier, d'une façon contrôlée, la matière nucléaire en dehors de son état fondamental. A ces énergies, les deux noyaux en collision centrale sont stoppés et un milieu nucléaire dense et chaud est formé dans la zone de réaction. L'étude de ce milieu fait appel aux différentes sondes disponibles, hadroniques ou électromagnétiques. Il est très connu, en physique des hautes énergies, que les dileptons, qui n'interagissent que faiblement avec les hadrons, constituent une sonde pénétrante de la phase initiale de la collision. Ils peuvent ainsi véhiculer vers l'extérieur l'information sans déformation sensible. De plus, le taux de production est favorisé par la densité élevée, et la majorité des dileptons sera produite lors de la phase initiale. Toutefois ce taux reste extrêmement faible (environ une paire  $e^+e^-$  pour  $10^4$  collisions  $N - N$ , à cause de la constante de couplage  $\alpha^2$ ). Les photons réels ont les mêmes avantages que les dileptons avec un taux de production plus élevé ( $\sim 100$  fois plus grand), mais avec une grande difficulté expérimentale, vu l'énorme bruit de fond

produit par le flux copieux de gammas issus de la désintégration des  $\pi^0$ . Les dileptons sont déjà utilisés comme signature de la formation de plasma quark-gluon QGP dans les collisions *noyau – noyau* à des énergies ultra-relativistes. Quant à la mesure des hadrons, qui sont principalement émis après expansion et refroidissement du milieu nucléaire, ils subissent beaucoup d'interactions avec les hadrons voisins et il y a donc une certaine déformation de l'information initiale.

La collaboration DLS<sup>1</sup> (DiLepton Spectrometer) au BEVALAC (Lawrence Berkeley Laboratory) a entrepris un programme de mesure des di-électrons produits dans les collisions  $p - p$ ,  $p - \text{noyau}$  et  $\text{noyau} - \text{noyau}$  aux énergies intermédiaires. On s'intéresse plutôt aux di-électrons parce que les di-muons sont, d'une part, techniquement plus difficiles à identifier parmi les hadrons, et d'autre part leur seuil en masse invariante ( $\sim 200 \text{ MeV}/c^2$ ) peut entraîner des limitations dans le cas d'études telles que la dispersion des pions dans le milieu nucléaire à environ  $2m_\pi$ . Le DLS, l'un des dispositifs expérimentaux installés au BEVALAC, est un spectromètre magnétique à deux bras symétriques de grande acceptance angulaire. Commencées en 1986, les expériences du DLS ont établi en premier lieu la faisabilité de mesures dileptons dans le domaine du GeV. A ces énergies, les processus de production des dileptons sont essentiellement : (i) l'annihilation  $\pi^+\pi^-$ , (ii) le bremsstrahlung  $N - N$ , et (iii) la désintégration de particules ( $\pi^0, \eta, \rho, \omega \dots$ ) ou de résonances ( $\Delta, N^*$ ).

Le travail présenté ici a été réalisé dans le cadre de la collaboration DLS. Il a consisté en plusieurs participations, à des prises de données et à leur analyse. Le mémoire résume l'ensemble du travail expérimental et d'analyse effectué plus précisément sur les données de la collision *proton – Beryllium* à 4.9 GeV, expérience effectuée en 1989.

Dans le chapitre 1, nous rappelons l'intérêt physique de la mesure des dileptons dans les collisions d'ions lourds. Nous passons en revue les différents processus de leur production dans le domaine d'énergie considéré, et nous terminons le chapitre par une présentation générale de quelques résultats de la collaboration DLS.

Le chapitre 2 est consacré à la description du spectromètre DLS et des différentes

---

<sup>1</sup>La collaboration DLS regroupe sept institutions : Lawrence Berkeley Laboratory, University of California at Los Angeles, Johns Hopkins University, Louisiana State University, Northwestern University, CEBAF et l'Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand (LPC).

techniques d'acquisition et de contrôle.

Dans le chapitre 3 nous présentons en détail les différentes étapes du programme d'analyse, à partir de la calibration des détecteurs, jusqu'à l'extraction du signal di-électron. Une évaluation des efficacités d'acquisition et d'analyse est également présentée.

Finalement, les résultats de l'expérience  $p - Be$  à 4.9 GeV sont discutés dans le chapitre 4. Les multiplicités des particules chargées associées sont présentées. Nous faisons également une étude comparative des résultats en  $p - p$ ,  $p - d$  et  $p - Be$  à la même énergie.



# Chapitre 1

## Physique des Ions Lourds Relativistes et Di-Leptons

La physique des ions lourds relativistes est un axe de recherche relativement nouveau. Son objectif principal est l'étude de la matière nucléaire loin de son état fondamental, c'est à dire dans un état excité à haute densité et à haute température. L'aspect expérimental de cette physique a été initié au Bevalac à Berkeley (USA) il y a une vingtaine d'années, et s'est développé ensuite auprès de plusieurs accélérateurs (synchrophasotron à Dubna, Saturne à Saclay, SIS à Darmstadt etc...).

L'exploration de la matière nucléaire créée lors des collisions d'ions lourds, nécessite l'utilisation d'une sonde adéquate. Les dileptons, contrairement aux hadrons, constituent une sonde électromagnétique pénétrante qui peut véhiculer des informations sur la phase initiale sans déformation sensible. Dans le cas d'une sonde hadronique, il y a lieu de reconstituer l'histoire de la collision et on peut dire qu'il y a une certaine perte de mémoire de l'état initial.

Dans une première partie, nous présentons rapidement quelques modèles théoriques des collisions d'ions lourds relativistes. Nous examinons ensuite les différents mécanismes de production des dileptons. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous passons brièvement en revue le programme DLS au Bevalac, ce qui nous permet de terminer en précisant l'objectif de notre travail.

## 1.1 Les Collisions d'Ions Lourds

Les collisions d'ions lourds permettent de créer, dans le laboratoire, pendant un temps très bref, de la matière hadronique excitée et éventuellement un plasma de quarks et gluons. L'évolution de cette matière est gouvernée par une équation dite équation d'état. La figure 1.1 montre un simple diagramme de phase illustrant l'équation d'état de la matière nucléaire dans sa forme graphique.

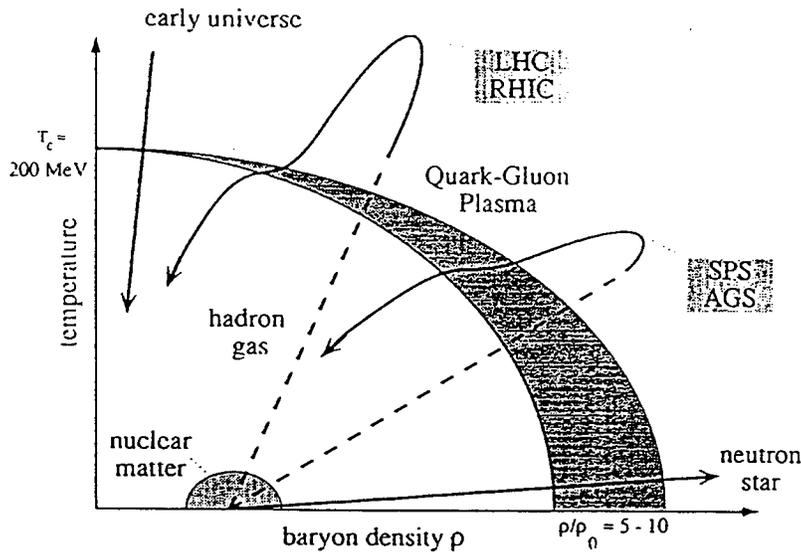


Figure 1.1: Diagramme de phase de la matière nucléaire (SCH92).

L'état normal de la matière nucléaire correspond à une densité baryonique  $\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$  et une température nulle. Une augmentation de la température et/ou de la densité produit une phase décrite comme un gaz de hadrons. Aux températures et aux densités très élevées, les hadrons pourraient se dissocier en leurs constituants, formant ainsi un plasma quark-gluon. Les courbes indiquent le chemin suivi par la matière nucléaire lors de la création de l'univers, explosions de supernovae et lors des réactions d'ions lourds dans des présents et futurs accélérateurs. Dans les paragraphes qui suivent nous donnons quelques indications sur les modèles théoriques des collisions d'ions lourds.

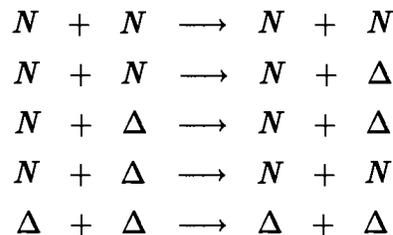
### 1.1.1 Cascade Intra-Nucléaire INC

Historiquement, Les modèles de cascades intranucléaires (CUG80, CUG81) sont les premiers modèles microscopiques décrivant les collisions noyau-noyau comme une série de chocs binaires hadron-hadron. Les deux noyaux, cible et projectile, sont initialement assimilés à des sphères de rayon  $1.12A^{1/3} fm$ , où  $A$  est le nombre de masse du noyau. Les nucléons sont uniformément distribués dans le noyau, et leurs quantités de mouvement obéissent à la loi du gaz de Fermi. Notons que ces modèles prennent en compte l'isospin des particules, faisant ainsi des distinctions entre proton et neutron, et les différents états de charge des  $\Delta$  et des pions.

Le processus du cascade commence une fois que les deux noyaux entrent en contact. Les nucléons se déplacent librement, selon des trajectoires rectilignes, jusqu'à ce que la distance  $d$  qui sépare deux nucléons ait atteint son minimum. Une collision binaire peut alors se produire si  $d$  est inférieure à  $d_{min}$  définie par :

$$\pi d_{min}^2 = \sigma_{tot}(\sqrt{s}) \quad (1.1)$$

où  $\sigma_{tot}$  est la section efficace totale de diffusion de la paire considérée et  $\sqrt{s}$  l'énergie disponible dans son centre de masse. L'état final de la diffusion (élastique ou inélastique) est gouverné par les sections efficaces expérimentales et suit les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion. Après chaque collision, les particules reprennent leur libre mouvement jusqu'à ce que, de nouveau, la condition de la distance minimale d'approche soit réalisée. Les seules réactions binaires possibles dans ce modèles sont les suivantes :



précisons que dans ce modèle, la production des pions dans les collisions  $N - N$  peut être assurée par la désintégration de résonances  $\Delta$  ( $\Delta \longleftrightarrow N + \pi$ ).

Les modèles INC ont l'avantage de simuler séparément un certain nombre de collisions entre deux noyaux et de suivre leurs évolutions. Toutefois, ces modèles souffrent de lacunes telles que l'absence d'effets quantiques, d'effets du milieu nucléaire et d'interactions à plus de deux corps.

### 1.1.2 Modèle BUU

Les limitations des modèles INC ont poussé les physiciens à s'investir dans l'élaboration de modèles plus complets incluant les collisions binaires, les effets de champ moyen et le principe d'exclusion de Pauli. L'équation de transport sur laquelle sont basés ces modèles est connue sous le nom d'équation de Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU). Elle a été aussi nommée équation de Vlasov-Uehling-Uhlenbeck (VUU) ou encore équation de Landau-Vlasov (LV).

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial t} + v \cdot \nabla_r - \nabla U \cdot \nabla_p \right) f_1 &= - \frac{1}{(2\pi)^6} \int d^3 p_2 d^3 p_3 d^3 p_4 \sigma v_{12} \\ &\times [f_1 f_2 (1 - f_3)(1 - f_4) - f_3 f_4 (1 - f_1)(1 - f_2)] \\ &\times \delta^3(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) \end{aligned} \quad (1.2)$$

l'intégrale de la collision (membre droit de l'équation ci-dessus) dépend de la section efficace du système  $N - N$ . Les termes  $(1 - f_i)$  assurent le principe d'exclusion de Pauli. Le champ moyen  $U$  est généralement pris comme une fonction arbitraire de la densité nucléaire  $\rho$  pour représenter l'équation d'état. Il est souvent donné sous une forme dite paramétrisation de Skyrme :

$$U(\rho) = A \cdot (\rho/\rho_0) + B \cdot (\rho/\rho_0)^\alpha \quad (1.3)$$

où  $\rho_0$  est la densité normale du milieu nucléaire. Les paramètres  $A$ ,  $B$  et  $\alpha$  sont ajustés de façon à satisfaire les propriétés de la matière nucléaire. Ils permettent de tester les différentes formes (douce ou dure) de l'équation d'état.

### 1.1.3 Modèles QMD et RQMD

Le modèle QMD (Quantum Molecular Dynamics) est une extension des modèles VUU et BUU. Il a été développé pour étudier les fonctions de distributions à  $n$  corps

(AIC86,AIC88). L'intérêt le plus important de ce modèle réside dans la possibilité de décrire la collision des deux noyaux à partir de l'état initial où la densité est très élevée et la matière nucléaire comprimée, jusqu'à la formation des fragments dans l'état final. La description de la dynamique de la collision dans la phase initiale permet de fournir une information sur l'équation d'état. Le modèle QMD est aussi une extension du modèle MD (Molecular Dynamics). Il tient compte à la fois des forces à longue portée et des corrélations à plusieurs particules.

L'évolution d'un système à  $n$  particules dans l'espace des phases est décrite par l'équation de Liouville donnée par :

$$\frac{\partial}{\partial t} f^{(n)}(t) = \{H, f^{(n)}(t)\} = - \sum_{i=1}^n (\dot{\vec{r}}_i \vec{\nabla}_{\vec{r}_i} f^{(n)} + \dot{\vec{p}}_i \vec{\nabla}_{\vec{p}_i} f^{(n)}) \quad (1.4)$$

où  $f^{(n)}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n, \vec{p}_1, \dots, \vec{p}_n, t)$  est la transformée de Wigner, des fonctions d'ondes, à  $n$  particules dans l'espace de phase à l'état initial.  $\vec{r}_i$  et  $\vec{p}_i$  sont respectivement les positions et les moments des nucléons. L'Hamiltonien  $H$  est composé d'une partie d'énergie cinétique et d'une interaction à deux particules.

$$H = \sum_i T_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V_{ij} \quad (1.5)$$

Le code QMD résout l'équation de Liouville en associant aux nucléons des fonctions d'ondes gaussiennes de la forme :

$$\psi(\vec{r}, \vec{r}_i, \vec{p}_i) = \frac{1}{(2\pi L)^{3/2}} \exp - \left( \frac{(\vec{r} - \vec{r}_i(t))^2}{4L} \right) \exp(i\vec{p}_i \vec{r}) \quad (1.6)$$

où  $L = \frac{1}{3} \langle r^2 \rangle = 1.08 \text{ fm}^2$ .  $\vec{r}_i(t)$  et  $\vec{p}_i(t)$  représentent les centroïdes des nucléons dans l'espace des positions et des impulsions.

Le modèle RQMD (Relativiste Quantum Molecular Dynamics) est une extension du modèle non relativiste QMD. Il y a deux différences principales entre les deux modèles (RQMD et QMD). Un modèle des collisions noyau-noyau dans un domaine d'énergie ultra-relativiste doit être explicitement un invariant de Lorentz. Comparé aux modèles d'espace de phase non relativiste, l'espace de phase dans RQMD est étendu à  $8n$  dimensions (quadri-vecteurs positions et moments de  $n$  particules). La

propagation par un Hamiltonien non relativiste dans QMD est substituée par les équations de mouvement qui sont des invariants de Lorentz, alors que l'Hamiltonien est une fonction scalaire de l'espace de phase de Lorentz (SOR89).

## 1.2 Mécanismes de Production des Dileptons

Préalablement aux travaux de la collaboration DLS, beaucoup d'études avaient été réalisées pour comprendre les mécanismes de production de dileptons dans les collisions hadroniques aux hautes énergies (au dessus de 10 GeV) disponibles à Serpukhov, Fermilab et CERN. Les dileptons sont également envisagés comme signature de la formation du plasma quark-gluon dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, puisque aux hautes énergies les dileptons peuvent être produits par des processus élémentaires tels que bremsstrahlung quark-quark ou annihilation quark-antiquark comme cela est montré dans la figure 1.2 (SCH86).

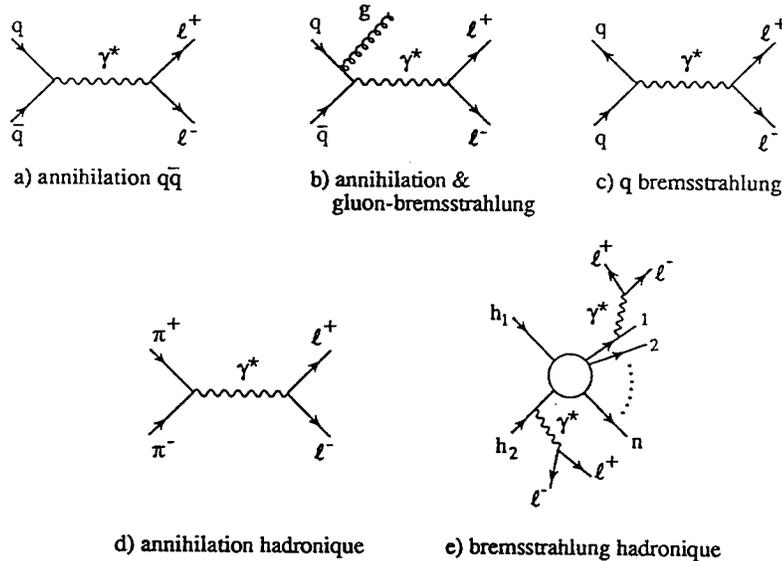


Figure 1.2: Exemples de processus de production des dileptons dans les collisions hadron-noyau et noyau-noyau.

Par ailleurs, les dileptons peuvent aussi servir comme sonde de la matière hadronique créée lors des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires (où aucune

formation du plasma quark-gluon n'est attendue).

C. Gale et J. Kapusta (GAL87) étaient les premiers à reconnaître l'intérêt de mesure du spectre des dileptons dans les collisions d'ions lourds comme un moyen d'étude de la dynamique des pions dans la matière nucléaire dense et chaude (étape initiale de la collision). L'avantage des dileptons (sonde électromagnétique) est que, depuis leur production, ils n'interagissent que faiblement avec l'environnement hadronique. Ainsi l'information qu'ils portent sur leur origine n'est pas modifiée, alors que les constituants hadroniques subissent beaucoup de chocs, d'absorptions et d'émissions dans l'état final.

### 1.2.1 Hautes Energies

Habituellement, le spectre de masse de dilepton est divisé en deux régions principales : région des grandes masses ( $M > 3 \text{ GeV}/c^2$ ) dont le continuum est bien décrit par le mécanisme de Drell-Yan, et région des masses faibles et intermédiaires ( $M < 3 \text{ GeV}/c^2$ ). Notons qu'aux énergies intermédiaires que l'on considère, seule la région des faibles masses est accessible.

Le spectre de masse de haute qualité statistique mesuré à haute énergie par le groupe de Chicago-Princeton (SMI81) est montré par la figure 1.3.

La figure montre aussi des pics correspondant à des résonances mésoniques ( $\rho - \omega, \phi, J/\psi$ ) ainsi qu'une prévision du modèle de Drell-Yan discuté dans un prochain paragraphe. Ce spectre a incité les théoriciens à étudier la différence d'un ordre de grandeur entre la section efficace mesurée et les prédictions de Drell-Yan extrapolées à la région des masses faibles. Ainsi des expériences (AND76, BLO82, ADA83) ont été menées pour comprendre les mécanismes de production des dileptons dans cette région, cependant ces expériences souffrent d'un manque de statistique.

#### a) Mécanisme de Drell-Yan

En 1970 S.D. Drell et T-M. Yan (DRE70) ont prédit la production d'une paire de dilepton par un processus d'annihilation d'un quark avec un antiquark similaire (même saveur et même couleur) via un photon virtuel. Les deux, quark et antiquark proviennent de deux hadrons différents, (voir figure 1.4).

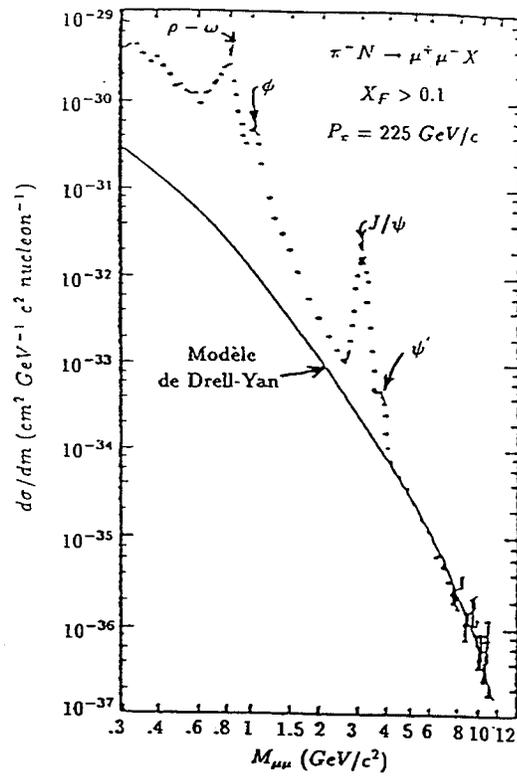


Figure 1.3: Spectre de masse des dimuons mesuré par le groupe Chicago-Princeton. La courbe en trait plein représente les prédictions du modèle Drell-Yan.

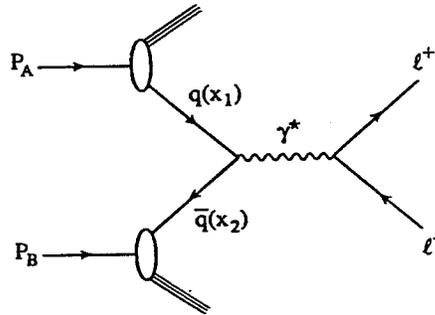


Figure 1.4: Mécanisme de Drell-Yan.

Ce processus sera connu plus tard sous le nom de *mécanisme de Drell-Yan*. La section efficace du sous-processus est donnée par :

$$\sigma(q\bar{q} \longrightarrow l^-l^+) = \frac{4\pi\alpha^2}{3M^2} e_q^2 \quad (1.7)$$

où  $e_q$  est la charge du quark et  $M$  étant la masse de la paire de dilepton produite, elle peut être écrite sous la forme :

$$M^2 = x_1 x_2 s, \quad 0 < x_{1,2} < 1 \quad (1.8)$$

où  $x_{1,2}$  sont les fractions de moments longitudinaux des hadrons parents respectifs, portées par le quark et l'antiquark intervenant dans l'annihilation,  $s$  étant le carré de l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse des protons en collision.

La section efficace différentielle du processus ( $pp \longrightarrow l^+l^-X$ ) peut être obtenue (HALZ) en introduisant les fonctions de structure  $f_q(x)$ . Ces dernières représentent la probabilité pour qu'un quark  $q$  ait  $x$  comme fraction d'énergie.

$$\frac{d\sigma}{dM^2}(pp \longrightarrow l^+l^-X) = \frac{4\pi\alpha^2}{M^4} \sum_q e_q^2 \int dx_1 \int dx_2 f_q(x_1) f_{\bar{q}}(x_2) \delta(1 - x_1 x_2 \frac{s}{M^2}) \quad (1.9)$$

### b) Modèle des partons mous

La figure 1.3 montre que l'extrapolation du modèle Drell-Yan à la région des masses faibles sous-estime le signal dilepton par un facteur  $\sim 25$ . J.D. Bjorken et H. Weisberg (BJO76) ont proposé de modifier la formule de Drell-Yan de façon à prendre en compte la présence des nombreux partons (quarks) et antipartons (antiquarks) produits dans le processus de collision, et qui peuvent s'annihiler en dileptons avant de se combiner en hadrons. Cette modification leur a permis de récupérer un facteur de 20 à 30. Plus tard V. Černý *et al* (CER81) ont étendu cette approche du "soft parton model" en utilisant en plus le concept d'évolution en espace-temps de la collision. Celui-ci suggère que les quarks et les antiquarks produits dans différentes régions de rapidité sont créés à différents instants. Par conséquent, seuls les  $q$  et  $\bar{q}$  créés durant la collision et séparés par un petit intervalle de rapidité ont la chance de s'annihiler. Un tel système  $q\bar{q}$  a peu d'énergie, ce qui conduit à un continuum de dilepton concentré aux faibles masses. La figure 1.5 montre le spectre de masse des di-électrons produits

dans la collision  $p - Be$  à 13 GeV/c avec une rapidité ( $-0.05 < y < 0.05$ ) (MIK81) comparé aux prédictions de V. Černý *et al.* L'histogramme en trait plein représente la contribution du mécanisme d'annihilation pure  $q\bar{q}$  (figure 1.2a). L'histogramme en tiret inclut aussi l'annihilation avec radiation d'un gluon (figure 1.2b) qui produit davantage de dileptons de masse faible.

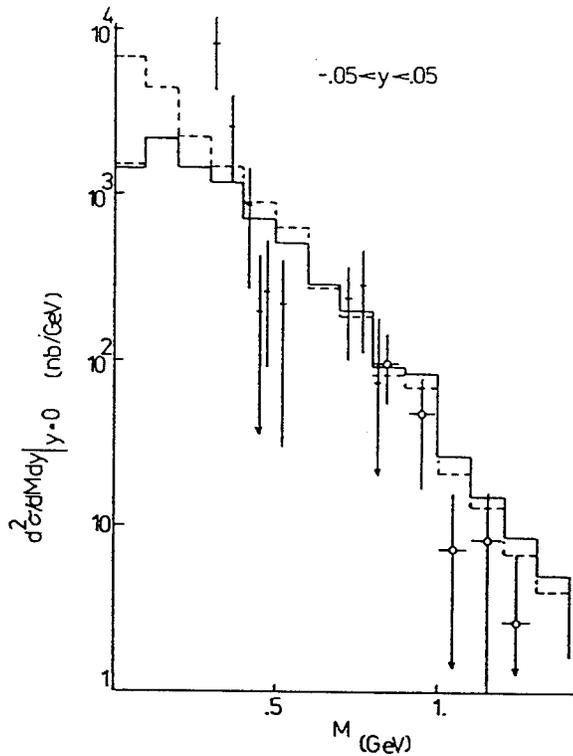


Figure 1.5: Comparaison des prédictions du modèle d'annihilation des partons mous (CER81) au spectre de masse de di-électrons produits dans les collisions  $p - Be$  à 13 GeV/c (MIK81).

### c) Modèle KSS

K. Kinoshita, H. Satz et D. Schildknecht (KIN78) ont construit un modèle de production de dilepton dans la région des masses faibles ( $M < 3 \text{ GeV}/c^2$ ) basé sur des caractéristiques de production de hadrons à petit moment transverse  $p_t$ . Ils ont abouti à une paramétrisation universelle de la distribution des moments transverses  $p_t$  pour les deux mécanismes (production des hadrons et production des dileptons) :

$$(d\sigma/dp_t^2)/(d\sigma/dp_t^2)_{p_t=0} = \exp(-\lambda E_T) \quad (1.10)$$

où  $E_T = \sqrt{p_T^2 + m^2} - m$  est l'énergie cinétique transverse,  $m$  étant la masse du hadron ou du dilepton. L'optimisation du paramètre  $\lambda$  à l'aide des données ( $pp \rightarrow (p, \pi^+, K^+) + X$ ) et ( $pp \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ ) fournit  $\lambda = 6 \text{ GeV}^{-1}$ .

Selon ce modèle la section efficace de production de dilepton peut alors être écrite comme :

$$\frac{d\sigma}{dy dp_T^2 dm} = g(m)(1 - x_0)^{3.5} \frac{\lambda^2}{2(\lambda m + 1)} \exp(-\lambda E_T) \quad (1.11)$$

où  $g(m) = C/m^\beta$  et  $x_0 = E/E_{max}$ ,  $E$  étant l'énergie de du dilepton et  $E_{max}$  est son énergie maximale cinématiquement possible. Un meilleur "fit" du spectre de dimuon ( $pp \rightarrow \mu^+ \mu^- X$  à 150 GeV) obtenu par le groupe de Chicago-Princeton donne  $C = 3 \cdot 10^{-4} \text{ mb} \cdot \text{GeV}^4$  et  $\beta = 5$ , alors que pour le spectre de di-électron ( $pBe \rightarrow e^+ e^- X$  à 13 GeV/c) de S. Mikamo *et al* (MIK81)  $C = 4 \cdot 10^{-5} \text{ mb} \cdot \text{GeV}^3$  et  $\beta = 4$  voir figure 1.6.

### 1.2.2 Energies Intermédiaires

Dans le domaine des énergies intermédiaires (1 à quelques GeV par nucléon), les mécanismes de production de dileptons dans les réactions nucléaires sont (figure 1.7) :

- le bremsstrahlung nucléon-nucléon,
- l'annihilation  $\pi^+ \pi^-$ ,
- la désintégration Dalitz des mésons ( $\pi^0, \eta, \omega$ ),
- la désintégration radiative des résonances ( $\Delta, N^*$ ),
- la désintégration en deux corps des mésons vecteurs ( $\rho, \omega, \phi$ ),
- l'annihilation-bremsstrahlung  $\pi N$ .

#### a) Le bremsstrahlung p-n

Dans les collisions entre particules chargées, il y a émission de photons réels ou virtuels due à l'accélération de ces particules. Les photons virtuels se désintègrent en une paire de leptons. Considérons une collision entre deux noyaux A et B qui conduit à une distribution de particules dans l'état final. Une émission de photons est possible aussi bien par A et B (avant la collision) que par les particules chargées produits dans

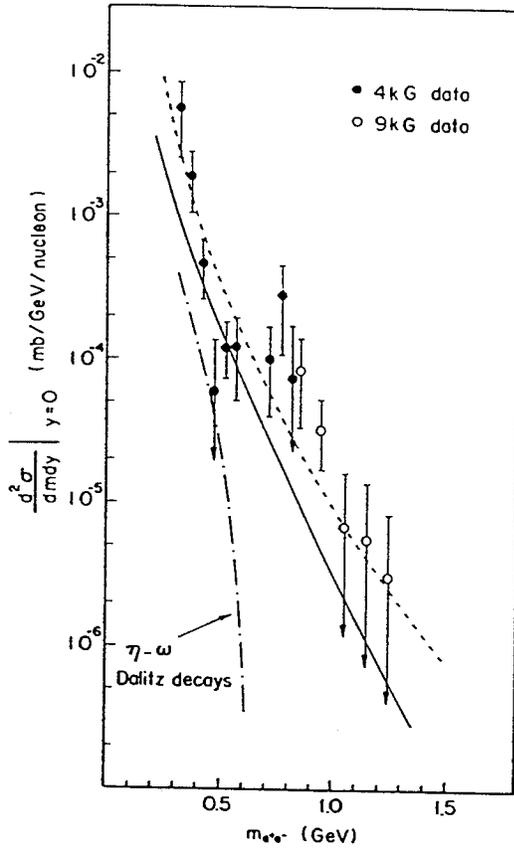


Figure 1.6: Section efficace de production des di-électrons  $d^2\sigma/dm dy$  à  $y = 0$  dans les collisions  $p - Be$  à  $13 \text{ GeV}/c$ . La ligne pleine représente les prédictions de E.V. Shuryak *et al* (SHU80) qui supposent que les dileptons tirent leur origine d'un plasma quark-gluon. La ligne pointillée est l'ajustement au modèle de KSS.

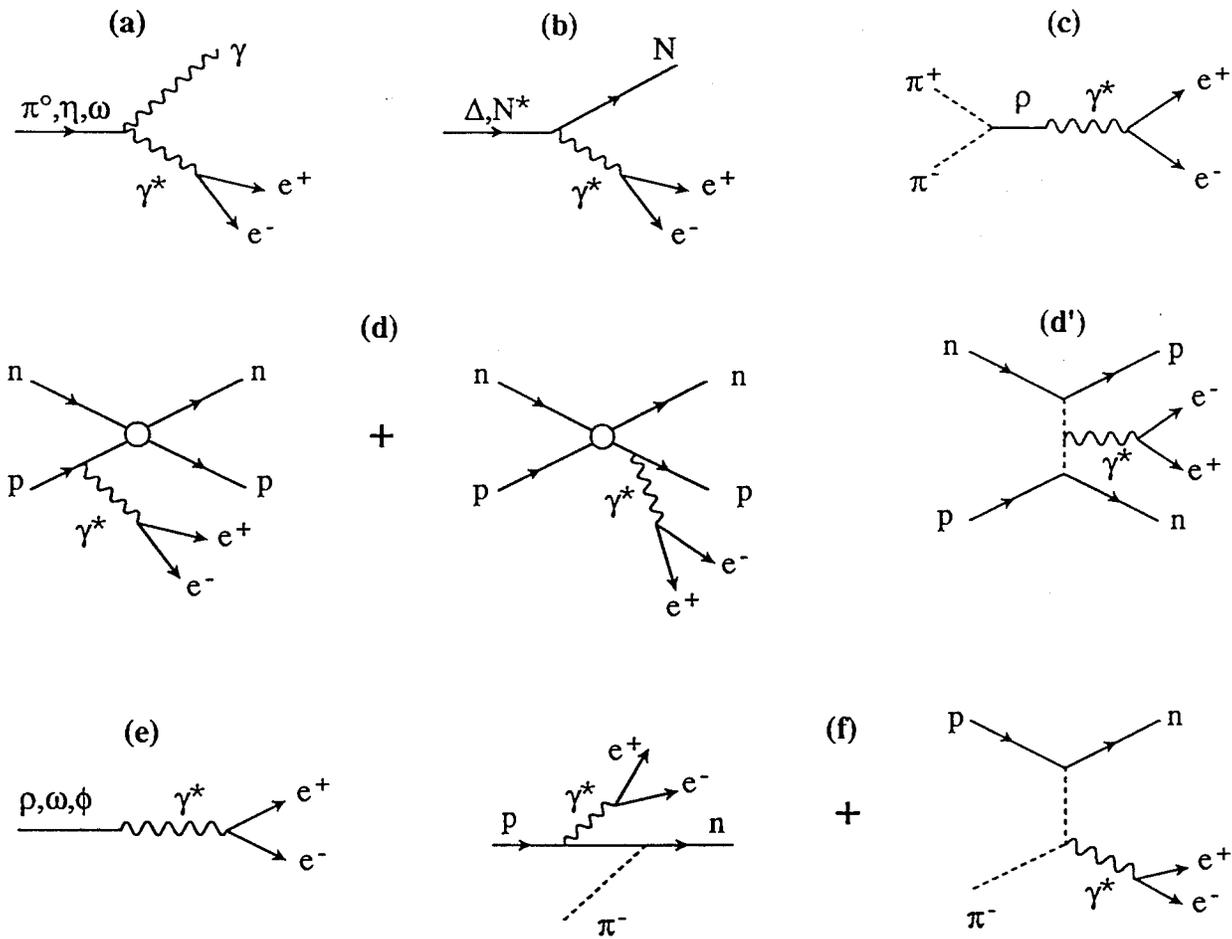


Figure 1.7: Les processus de production de dileptons aux énergies intermédiaires :  
 (a) -désintégration Dalitz des mésons ( $\pi^0, \eta, \omega$ )  
 (b) -désintégration radiative de résonances ( $\Delta, N^*$ )  
 (c) -annihilation  $\pi^+\pi^-$   
 (d) -bremsstrahlung pn à partir des lignes externes de proton  
 (d') -radiation par un échange de pion chargé  
 (e) -désintégration en deux corps des mésons vecteurs ( $\rho, \omega, \phi$ )  
 (f) -annihilation-bremstrahlung  $\pi N$ .

l'interaction. L'émission cohérente de dileptons par les deux noyaux A et B a été étudiée par T. Lippert *et al* (LIP91). La section efficace est importante surtout à faible masse invariante et dans la direction du projectile. Dans le domaine d'espace de phase qui nous intéresse, la contribution la plus grande provient des interactions individuelles nucléon-nucléon (production incohérente) qui se développent au cours de la collision.

Si l'énergie du photon est inférieure à l'inverse du temps de la collision ( $10\text{-}20 \text{ fm}/c$ )  $E_\gamma < \tau_{AB}^{-1} = 10\text{-}20 \text{ MeV}$ , les charges vont agir d'une façon cohérente sur toute l'étendue du noyau. Dans ce cas, la section efficace est proportionnelle à  $Z^2\alpha$  pour les photons réels, et à  $Z^2\alpha^2$  pour les dileptons. Alors que les photons les plus durs ( $10\text{-}20 \text{ MeV} < E_\gamma < 100\text{-}200 \text{ MeV}$ ), sont produits d'une manière incohérente dans des collisions individuelles de baryons. Les sections efficaces sont alors proportionnelles à  $Z$  et augmentent avec le nombre de collisions par baryon (GAL87).

Les premières estimations du bremsstrahlung hadronique étaient basées sur des arguments non relativistes. Dans les collisions  $N-N$ , la production de di-électron par l'interaction proton-neutron est plus importante que celle obtenue par l'interaction proton-proton à cause de l'annulation des courants électromagnétiques dans ce dernier cas (XIO90a). La réaction  $nn \rightarrow nn$  n'a pas de particules chargées dans l'état initial et l'état final, donc pas de contribution.

Dans la réaction  $np \rightarrow np$  et dans l'approximation du photon mou (soft photon approximation SPA) ( $E_\gamma < \tau_{NN}^{-1}$  où  $\tau$  est le temps de l'interaction estimé à  $1\text{-}2 \text{ fm}/c$  qui correspond à  $E_\gamma < 100\text{-}200 \text{ MeV}$ ) seules les lignes chargées dans l'état initial et l'état final peuvent émettre des photons (figure 1.7d). Une contribution d'émission par un échange de pions chargés peut être importante pour des photons durs ( $E_\gamma > \tau_{NN}^{-1}$ ), voir figure 1.7d'.

Considérons une paire d'électrons de masse invariante  $M$ . La section efficace  $\sigma_{np}^{e^+e^-}$  de la collision neutron-proton peut être exprimée dans le domaine de la SPA par (GAL89) :

$$\frac{d\sigma_{np}^{e^+e^-}}{dY d^2p_t dM} = \frac{\alpha^2}{6\pi^3} \frac{\bar{\sigma}(s)}{ME^2} \left( \frac{R_2(\sqrt{s_2}, m_N, M)}{R_2(\sqrt{s}, m_N, 0)} \right) \quad (1.12)$$

où  $m_N$  est la masse du nucléon,  $\bar{\sigma}(s)$  est la section efficace moyennée sur le moment

transverse,

$$\bar{\sigma}(s) = 2\sigma_{el}^{np}(s) \left[ \frac{s}{4m_N^2} - 1 \right] \quad (1.13)$$

La section efficace  $\sigma_{el}^{np}$  introduite dans l'équation 1.13 est paramétrisée de la façon suivante :

$$\sigma_{el}^{np} = \frac{18(mb \text{ GeV})m_N}{s - 4m_N^2} + 10 \text{ mb} \quad (1.14)$$

La fonction  $R_2$  (terme entre parenthèses dans l'équation 1.12) est introduite pour assurer la conservation de l'énergie. Elle représente le terme d'espace de phase invariant relativiste de Lorentz disponible dans un système  $N - N$  dans les cas d'une émission d'un dilepton de masse invariante  $M$  et d'énergie  $E$  (au numérateur) et de non émission de dilepton (au dénominateur). Pour ces deux cas l'énergie du système  $N-N$  est  $\sqrt{s_2}$  avec  $s_2 = s + M^2 - 2E\sqrt{s}$  et  $\sqrt{s}$  respectivement.

### b) Annihilation pion-pion

L'annihilation  $\pi^+\pi^- \rightarrow e^+e^-$  s'effectue par l'intermédiaire d'un méson  $\rho$  qui se couple par dominance vectorielle à un photon virtuel. Le photon se désintègre ensuite pour donner une paire  $e^+e^-$  (figure 1.7c).

La section efficace d'annihilation de deux pions d'énergie totale  $M$  dans le centre de masse est bien connue sous forme :

$$\sigma_{\pi\pi}^{e^+e^-} = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{M^2} \left(1 - \frac{4m_\pi^2}{M^2}\right)^{1/2} |F_\pi(M)|^2 \quad (1.15)$$

et le taux de production initialement calculé par C. Gale et J. Kapusta (GAL87) est donné par :

$$\left. \frac{d^8 N_{\pi^+\pi^-}^{e^+e^-}}{d^4 x d^3 q dM} \right|_{q=0} = \frac{\alpha^2}{3(2\pi)^4} |F_\pi(M)|^2 \sum_k \frac{1}{(\exp(\frac{\omega-\mu}{T}) - 1)^2} \left(\frac{k}{\omega}\right)^4 \left| \frac{d\omega}{dk} \right|^{-1} \quad (1.16)$$

où  $\mu$  et  $T$  sont respectivement le potentiel chimique des pions et la température de la boule de feu "fireball". Le facteur de forme électromagnétique  $F_\pi(M)$  pour la résonance  $\rho$  est exprimé par :

$$\left|F_{\pi}(M)\right|^2 = \frac{m_{\rho}^4}{(M^2 - m_{\rho}^{\prime 2})^2 + m_{\rho}^2 \Gamma_{\rho}^2} \quad (1.17)$$

avec  $m_{\rho} = 775 \text{ MeV}/c^2$ ,  $m_{\rho}^{\prime} = 761 \text{ MeV}/c^2$ ,  $\Gamma_{\rho} = 118 \text{ MeV}/c^2$

La détection des dileptons produits par ce type de mécanisme est d'une grande importance car elle permet un accès direct à la dynamique des pions dans le milieu nucléaire. En effet, la section efficace de production mesurée, peut refléter les propriétés de dispersion des pions dans le milieu hadronique. La relation de dispersion des pions est une fonction reliant l'énergie  $\omega(k)$  du pion dans la matière nucléaire à sa quantité de mouvement  $k$ .

$$\omega^2(k) = k^2 + m_{\pi}^2 + k^2 \Pi(\omega, k) \quad (1.18)$$

où le terme  $\Pi(\omega, k)$  introduit l'effet du milieu nucléaire,  $\Pi(\omega, k)$  étant l'énergie propre du pion dans ce milieu.

Cette relation dépend de la température  $T$  et de la densité baryonique  $\rho$  du milieu nucléaire (surtout de la densité). C. Gale et J. Kapusta (GAL87) ont utilisé une forme simple de cette relation, et ont montré que les dileptons seraient produits de façon importante par l'annihilation  $\pi^+ \pi^-$  dans la matière nucléaire dense. En particulier, le spectre de masse invariante  $M_{e^+e^-}$  devrait présenter une sorte de structure au voisinage de deux fois la masse du pion. L.H. Xia *et al* (XIA88) ont confirmé ce résultat avec une relation de dispersion (équation 1.18) plus réaliste obtenue par le modèle  $\Delta$ -trou.

La figure 1.8 extraite de la référence (XIA88) montre la relation de dispersion pour différentes densités de la matière nucléaire en introduisant l'effet de polarisation du milieu.

De par leur couplage, les pions et les résonances  $\Delta$  sont mélangés et il en résulte deux types de courbes : courbe du pion et courbe de la résonance  $\Delta$ . Les courbes  $\omega_F$  et  $\omega_R$  représentent les relations de dispersion dans le vide. Elles sont données par les équations 1.19 et 1.20, respectivement pour le pion et l'état  $\Delta$ -trou.

$$\omega_F^2 = k^2 + m_{\pi}^2 \quad (1.19)$$

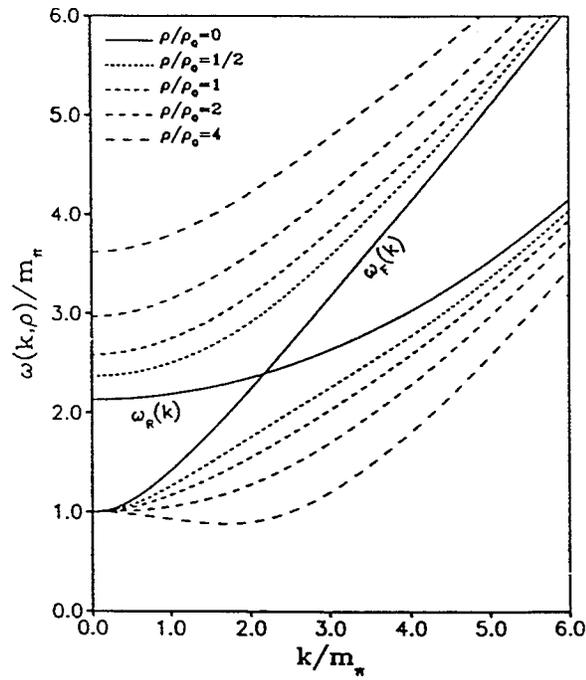


Figure 1.8: La relation de dispersion du pion dans la matière nucléaire à différentes densités. Les lignes continues  $\omega_F$  et  $\omega_R$  représentent les relations de dispersion dans un milieu libre respectivement pour le pion et le  $\Delta$ .

$$\omega_R = \frac{k^2}{2m_\Delta} + m_\Delta - m_N \quad (1.20)$$

Il est important de noter ici qu'à partir d'une densité nucléaire  $\rho \geq 4\rho_o$  où  $\rho_o$  est la densité normale, la courbe  $\omega_F$  présente un minimum (ie  $\frac{d\omega}{dk} = 0$ ), ce qui introduira un comportement singulier du taux de production de dilepton (équation 1.16) au seuil de masse invariante. Plus tard, des études menées par C.M. Ko *et al* (KO89) ont permis d'enlever cette singularité par une simple inclusion de la partie imaginaire de l'énergie propre du pion. En outre, il a été souligné (KOR90a) que la correction de milieu sur le vertex électromagnétique de l'annihilation  $\pi^+\pi^-$  réduit énormément l'effet précédent, liée à la relation de dispersion, au moins dans le cas des leptons émis dos-à-dos. C.L. Korpa *et al* (KOR90b) ont calculé le taux de production des dileptons à une densité nucléaire  $\rho = 3\rho_o$  et une température  $T = 135$  MeV, en utilisant à la fois l'énergie propre du pion, la correction du vertex pion-pion et la largeur du  $\Delta$ . La figure 1.9 montre les spectres de masse obtenus pour différentes valeurs de la quantité de mouvement. La situation actuelle est donc modifiée par rapport aux premières estimations et la bosse près du seuil serait très affaiblie.

### c) La désintégration radiative du $\Delta$

Il est bien connu que le  $\Delta_{1232}$  a une voie de désintégration radiative  $\Delta \rightarrow \gamma N$  avec un rapport de branchement de 0.6%. Notons ici que seules  $\Delta^o$  et  $\Delta^+$  peuvent se désintégrer en di-électron à cause de la conservation de charge.

$$\Delta_{1232}^o \rightarrow n\gamma \quad (1.21)$$

$$\Delta_{1232}^+ \rightarrow p\gamma \quad (1.22)$$

Le photon émis peut alors se convertir en une paire  $e^+e^-$ . Le diagramme de désintégration du  $\Delta$  est donné par la figure 1.7b.

Pour des énergies de faisceaux plus faibles (200-300 MeV/A), la contribution de la résonance  $\Delta$  peut être élevée et la mesure du dilepton devient une possibilité d'accéder à la dynamique du  $\Delta$  dans le milieu nucléaire. Gy. Wolf *et al* (WOL90) ont calculé la largeur partielle de désintégration en un dilepton de masse  $M$  :

$$\frac{d\Gamma}{dM^2} = \frac{\alpha}{3\pi} \frac{\Gamma_o(M^2)}{M^2} \quad (1.23)$$

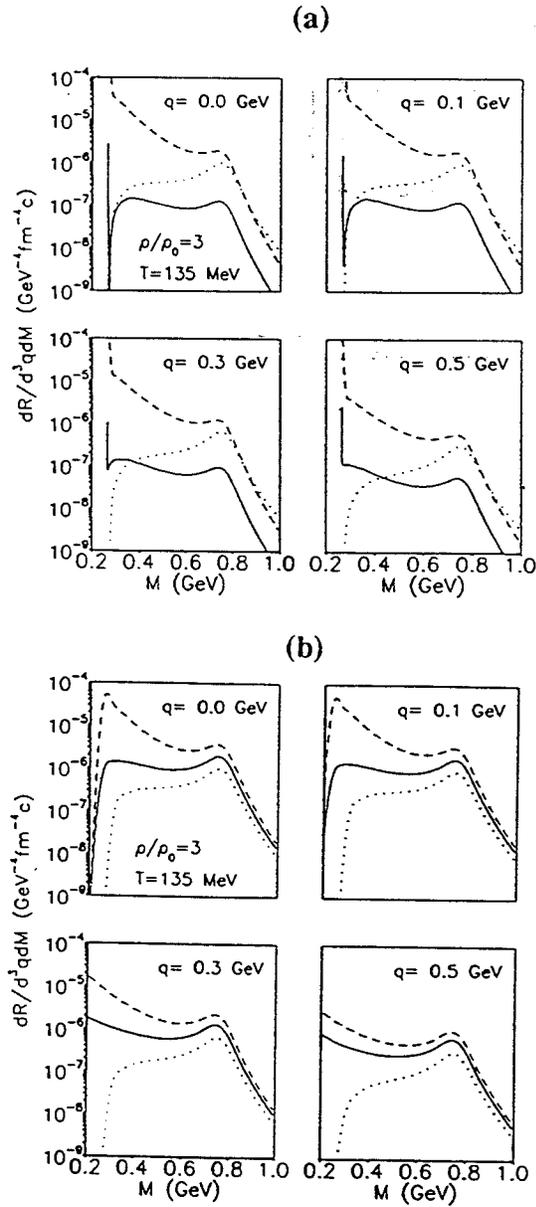


Figure 1.9: (a) : Spectres de masse de dileptons produits par annihilation  $\pi^+\pi^-$  pour différentes valeurs de la quantité de mouvement. La courbe en pointillés est obtenue avec une relation de dispersion de pions libres. Les courbes en tirets et en trait plein, correspondent, respectivement, aux calculs faits avec l'insertion de l'énergie propre du pion sans et avec la correction du vertex. (b) : Même chose que (a) mais avec l'inclusion de la largeur du  $\Delta$ .

où  $\Gamma_o(M^2)$  est la largeur totale de désintégration en un photon de masse  $M$ . La figure 1.10 montre la largeur partielle de désintégration en dileptons de masse  $M$  pour différentes masses de  $\Delta$ .

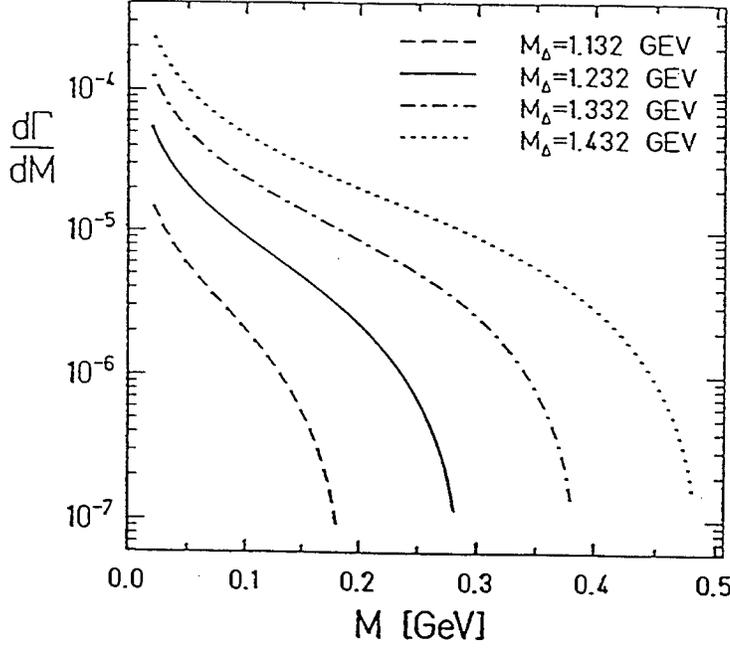


Figure 1.10: Largeur partielle de désintégration dileptonique du  $\Delta$ .

#### d) L'annihilation pion sur nucléon

La figure 1.11 montre les diagrammes de Feynman pour la production de di-électrons par l'annihilation pion sur nucléon. La section efficace, moyennée sur l'isospin, pour l'annihilation pion-nucléon en une paire de di-électron avec une masse invariante  $M$  est donnée par :

$$\frac{d\sigma_{\pi N}^{e^+e^-}}{dM} = \frac{1}{6} \left( 2 \frac{d\sigma_{\pi^+n}^{e^+e^-}}{dM} + \frac{d\sigma_{\pi^0 p}^{e^+e^-}}{dM} + 2 \frac{d\sigma_{\pi^-p}^{e^+e^-}}{dM} \right) \quad (1.24)$$

Pour un calcul plus détaillé voir (XIO90a). La contribution de ce processus est faible aux énergies intermédiaires d'après les estimations théoriques.

#### e) La désintégration des mésons vecteurs ( $\rho, \omega, \phi$ )

Les mésons vecteurs sont particulièrement produits dans la phase initiale de haute densité et de température élevée de la collision nucléaire. A cause de leur courte

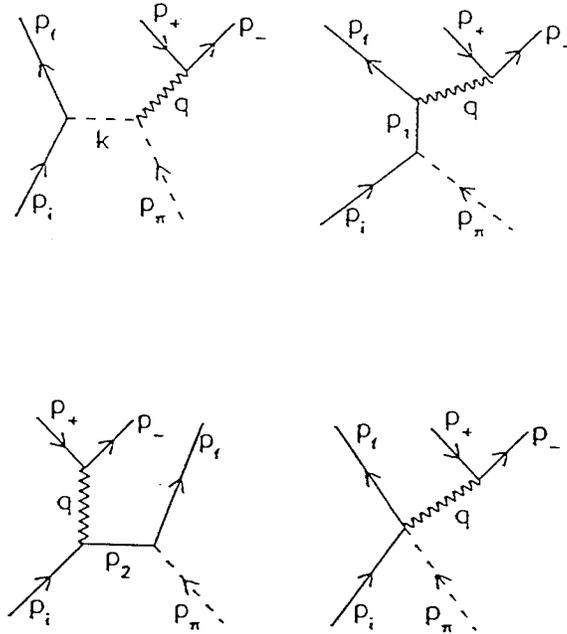


Figure 1.11: Diagrammes de feynman de production de di-électrons par l'annihilation pion sur nucléon.

durée de vie ( $\tau_\rho \sim 3 \cdot 10^{-24} s, \tau_\omega \sim 7.8 \cdot 10^{-23} s$ ) beaucoup de mésons  $\rho$  et un petit nombre de mésons  $\omega$  se désintègrent dans le milieu nucléaire où ils sont créés. Le tableau 1.1 donne quelques modes de désintégration de ces mésons et leurs rapports de branchement respectifs. La désintégration en deux corps des mésons vecteurs ( $\rho, \omega, \phi \rightarrow e^+e^-$ ) est très intéressante pour étudier les propriétés de ces mésons dans le milieu hadronique, puisque seuls les dileptons peuvent nous fournir ces informations. Cependant la faiblesse de leurs taux de branchement  $\approx 10^{-5}$  reste un obstacle. Récemment, le projet HADES "High Acceptance Di-Electron Spectrometer" s'intéresse précisément à cette étude (L.O.I).

Il reste à noter que dans le cadre du modèle de la dominance vectorielle VDM, les hadrons se couplent aux photons via les vecteurs mésons ( $\rho, \omega, \phi$ ), ainsi la désintégration de ces mésons intervient dans la plupart des autres processus ( $\pi\pi, n\bar{p}, \Delta, N^*$ ).

Méson	Masse (MeV/c <sup>2</sup> )	$\Gamma$ (MeV/c <sup>2</sup> )	Modes de désintégration / BR
$\rho$	768	151	$e^+e^- \approx 4.44 \cdot 10^{-5}$
$\omega$	782	8.4	$\pi^0 e^+e^- \approx 5.9 \cdot 10^{-4}$ $e^+e^- \approx 7.15 \cdot 10^{-5}$
$\phi$	1019	4.43	$e^+e^- \approx 1.31 \cdot 10^{-3}$ $\eta e^+e^- \approx 1.3 \cdot 10^{-4}$ $\pi^0 e^+e^- < 1.2 \cdot 10^{-4}$

Tableau 1.1: Quelques caractéristiques des mésons  $\rho, \omega$  et  $\phi$ .f) Les désintégrations Dalitz des  $\pi^0, \eta$  et  $\omega$ 

Aux énergies intermédiaires les mésons  $\pi^0$  et  $\eta$  sont abondamment produits par les désintégrations des résonances  $\Delta(1232)$  et  $N^*(1535)$ .

$$\Delta, N^* \longrightarrow N\pi^0 \quad (1.25)$$

$$N^* \longrightarrow N\eta \quad (1.26)$$

Désintégration Dalitz du  $\pi^0$ 

La durée de vie de  $\pi^0$  est de  $10^{-16}$  s. Il se désintègre donc en dehors de la zone de la collision. La désintégration Dalitz ( $\pi^0 \longrightarrow \gamma^*\gamma \longrightarrow e^+e^-\gamma$ ) montrée par la figure 1.7a a un rapport de branchement de 1.2%. Elle représente une grande source de bruit de fond dans la région de faible masse, puisque l'espace de phase restreint la masse invariante  $M_{e^+e^-}$  de la paire  $e^+e^-$  à moins de la masse du  $\pi^0$  ( $m_{\pi^0} = 135$  MeV/c<sup>2</sup>). Plus précisément, 90% des paires produites ont une masse  $M_{e^+e^-} < 15$  MeV, et 99% ont  $M_{e^+e^-} < 65$  MeV/c<sup>2</sup> (SAM61).

Le taux de branchement différentiel peut s'écrire sous la forme (LAU71, MIY73) :

$$\frac{d\rho(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma)}{dM} = \frac{d\Gamma(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma)}{\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)dM} = \frac{4\alpha}{3\pi} \frac{1}{M} \left(1 - \frac{M^2}{m_{\pi^0}^2}\right)^3 \left(1 + \frac{2m_e^2}{M^2}\right) \left(1 - \frac{4m_e^2}{M^2}\right)^{1/2} \quad (1.27)$$

La figure 1.12 montre la distribution en masse des paires produites par la désintégration Dalitz du  $\pi^0$ .

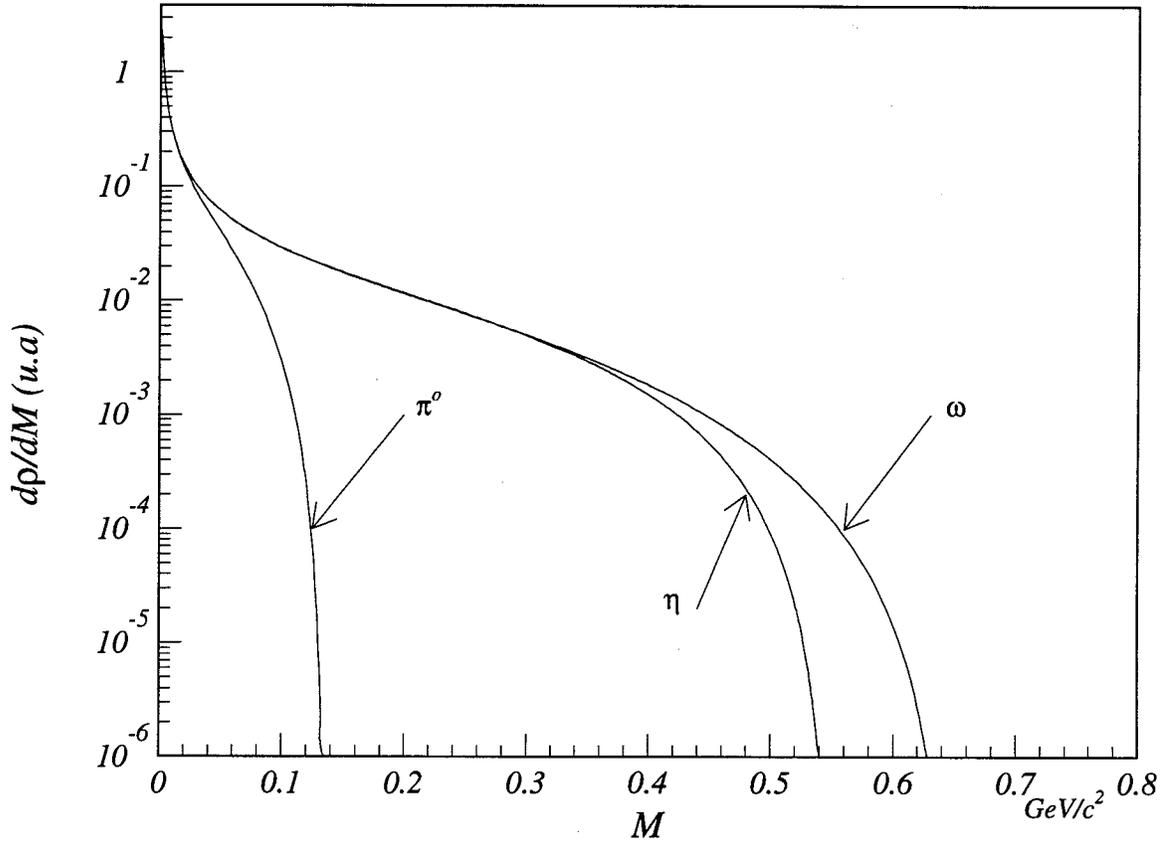


Figure 1.12: Spectres de masse des dileptons produits par la désintégration Dalitz de  $\pi^0$ ,  $\eta$  et  $\omega$ .

#### Désintégration Dalitz du $\eta$

Le méson  $\eta$  semble être intéressant puisqu'il porte de l'étrangeté cachée, et par conséquent peut fournir des informations concernant les excitations  $s\bar{s}$  qui ont eu lieu durant le processus de production dans la matière nucléaire dense et chaude (WOL93). Le méson  $\eta$  peut aussi se désintégrer selon  $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$  avec un rapport de branchement de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-3}$ , il peut ainsi contribuer à la production des di-électrons jusqu'à une masse égale à  $M_{e^+e^-} = M_\eta = 0.547 \text{ GeV}/c^2$ . La figure 1.12

montre la distribution de la masse invariante  $M_{e^+e^-}$  du dilepton de la désintégration Dalitz du  $\eta$ , donnée par L.G. Landsberg (LAN85) :

$$\frac{d\rho(\eta \rightarrow e^+e^-\gamma)}{dM} = \frac{d\Gamma(\eta \rightarrow e^+e^-\gamma)}{\Gamma(\eta \rightarrow \gamma\gamma)dM} = \frac{4\alpha}{3\pi} \frac{1}{M} \left(1 - \frac{M^2}{m_\eta^2}\right)^3 |F_\eta(M)|^2 \quad (1.28)$$

où le facteur de forme est paramétrisé par (LAN85) :

$$F_\eta(M) = (1 - M^2/\Lambda_\eta^2)^{-1} \quad (1.29)$$

avec  $\Lambda_\eta = 0.77 \text{ GeV}/c^2$ .

### Désintégration Dalitz du $\omega$

Le méson  $\omega$  a aussi un mode de désintégration Dalitz avec un rapport de branchement de  $5.9 \cdot 10^{-4}$ . La désintégration Dalitz du  $\omega$  diffère légèrement de celle de  $\pi^0$  et de  $\eta$  par la substitution du photon par un  $\pi^0$ .

$$\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^- \quad (1.30)$$

Elle contribue ainsi à la production des dileptons dans la région  $M_{e^+e^-} \leq M_\omega - M_{\pi^0} = 0.648 \text{ GeV}/c^2$ . La distribution de la masse invariante des dileptons produits par la voie Dalitz de  $\omega$  est montrée par la figure 1.12.

### g) La conversion externe des photons réels

Lorsqu'un photon réel passe dans le champ d'un noyau atomique, il peut se matérialiser en une paire d'électrons :

$$\gamma + A \rightarrow e^+ e^- + A \quad (1.31)$$

La présence du noyau A est nécessaire pour assurer la conservation de la quantité de mouvement (l'énergie de recul du noyau étant négligeable). Ce processus ne peut avoir lieu que si l'énergie du photon est supérieure au seuil de matérialisation  $2m_e = 1.022 \text{ MeV}/c^2$ .

Ce mécanisme contribue uniquement au bruit de fond des fausses paires (voir chapitre 3), les photons réels proviennent du canal principal de désintégration des  $\pi^0$  en deux gammas, dont le rapport de branchement est de 98.8%. Compte tenu de l'épaisseur de la cible on peut avoir la suite des mécanismes suivants :

$$A+B \longrightarrow X+\pi^0 \longrightarrow X+\gamma\gamma \longrightarrow \begin{cases} X + e^+e^-\gamma, & \text{conversion externe d'un seul } \gamma; \\ X + e^+e^-e^+e^-, & \text{double conversion externe.} \end{cases} \quad (1.32)$$

### 1.3 Programme DLS au Bevalac

La collaboration DLS a réalisé un programme de mesure de la production des dileptons dans les collisions  $p-p$ ,  $p-d$ ,  $p$ -noyau et noyau-noyau aux énergies du Bevalac de 1 à 5 GeV pour les faisceaux de protons, et de 1 à 2 GeV/A pour les ions lourds. A ces énergies, l'espace de phase accessible limite cette production aux masses  $M \leq 1 \text{ GeV}/c^2$  et aux moments transverses  $p_t \leq 1 \text{ GeV}/c$  (région du continuum anormal des dileptons non expliqué par le modèle de Drell-Yan). Le programme DLS vise deux objectifs : (i) établir l'existence d'un signal di-électron dans le domaine des énergies intermédiaires et clarifier leurs mécanismes de production, (ii) utiliser le signal dileptonique comme sonde électromagnétique de la phase initiale des collisions d'ions lourds relativistes. Les expériences ont été effectuées en utilisant le spectromètre DLS au LBL "Lawrence Berkeley Laboratory". Le dispositif expérimental (détaillé dans le chapitre 2) consiste en deux dipôles magnétiques identiques, chacun avec deux compteurs Cherenkov, deux hodoscopes et trois chambres à dérive. Les paires d'électrons sont détectées en utilisant une double coïncidence entre les hodoscopes et les compteurs Cherenkov de chaque bras du DLS. La symétrie vis-à-vis de la détection de la charge est améliorée en partageant la totalité du flux du faisceau entre les quatre combinaisons de polarité des aimants. Le bruit de fond est constitué essentiellement de paires non corrélées. Le nombre de paires  $e^+e^-$  de bruit de fond devrait être égal au nombre (LS) de paires de même signe ( $e^+e^+$  et  $e^-e^-$ ) détectées. Le signal dilepton (vraies paires) est obtenu par une simple soustraction<sup>1</sup> des paires (LS) de celles de signe opposé (OS).

Les données prises en décembre 1986 ont pour la première fois mis en évidence la

<sup>1</sup> Cette méthode est détaillée plus tard dans le chapitre 3.

production de dileptons dans les collisions  $p$ -noyau au-dessous de 10 GeV d'énergie incidente (ROC87,ROC88). Depuis, les expériences se sont poursuivies chaque année avec des systèmes et des énergies différentes (YEG88,NAU89,ROC89,BEE91,-HUA92, WEL92). Le tableau 1.2 résume les six années d'expériences du DLS de 1986 à 1991, et les résultats disponibles jusqu'à présent. Dans les paragraphes qui suivent nous allons brièvement présenter et discuter ces résultats. Les toutes dernières mesures en 1992 et 93 ne sont pas mentionnées dans ce mémoire.

Collision	Energie du faisceau (GeV/A)	Paires de Signes Opposés OS	Paires de mêmes signes LS	Vraies paires T OS-LS	Date	Status
p+Be	4.90	732	201	$531 \pm 31$	Dec 86	Publié
p+Be	2.10	567	148	$419 \pm 27$	Mai 87	Publié
p+Be	1.04	111	19	$92 \pm 11$	Jan 88	Publié
Ca+Ca	2.10	94	45	$49 \pm 12$	Mai 87	Publié
Ca+Ca	1.05	731	476	$255 \pm 35$	Jan 88	Publié
Nb+Nb	1.05	108	54	$54 \pm 13$	Mai 89	Publié
Ca+Ca	2.10	1011	809	$202 \pm 43$	Mai 89	Analysé
p+Be	4.90	1683	841	$842 \pm 50$	Mai 89	Analysé
p+d	4.90	15598	7838	$7760 \pm 153$	Sep 90	Publié
p+p	4.90	8900	4305	$4595 \pm 115$	Sep 90	Publié
p+d	1.00	611	296	$315 \pm 30$	Sep 90	Analysé
p+p	1.00	257	109	$148 \pm 19$	Sep 90	Analysé
p+d	2.10	2823	882	$1941 \pm 51$	Août 91	Analysé
p+p	2.10	1904	545	$1359 \pm 49$	Août 91	Analysé
p+d	1.60	892	229	$663 \pm 33$	Août 91	Analysé
p+p	1.60	669	271	$398 \pm 31$	Août 91	Analysé
p+d	1.00	786	234	$552 \pm 32$	Août 91	Analysé
p+p	1.00	693	216	$477 \pm 30$	Août 91	Analysé

Tableau 1.2: Les expériences menées par la collaboration DLS.

### 1.3.1 Collisions $p - Be$ aux énergies de 1.0, 2.1 et 4.9 GeV

La première expérience de la collaboration DLS a établi sans précédent et sans ambiguïté l'existence d'un signal dilepton au-dessous de 10 GeV d'énergie incidente. Il s'agit de la collision  $p - Be$  à 4.9 GeV. La figure 1.13(a) montre la section efficace de production, intégrée sur  $p_t$  et  $y$ , en fonction de la masse du dilepton. La courbe en ligne pointillée représente la contribution de la désintégration Dalitz du

$\pi^0$ . Une des caractéristiques présentées par ce spectre est le continuum décroissant observé au-dessus de  $0.300 \text{ GeV}/c^2$ , avec une structure au voisinage de  $0.770 \text{ GeV}/c^2$  correspondant à la contribution  $\rho/\omega$ . Ce continuum est attendu suite aux résultats des expériences aux plus hautes énergies. La courbe en trait plein est l'ajustement du modèle KSS aux résultats obtenus par S. Mikamo *et al* (MIK81) en  $p - Be$  à  $13 \text{ GeV}/c$ . Une autre caractéristique de ce spectre est la structure à environ  $0.275 \text{ GeV}/c^2$  (deux fois la masse du pion). Cette structure paraît maintenant être due à l'acceptance du DLS.

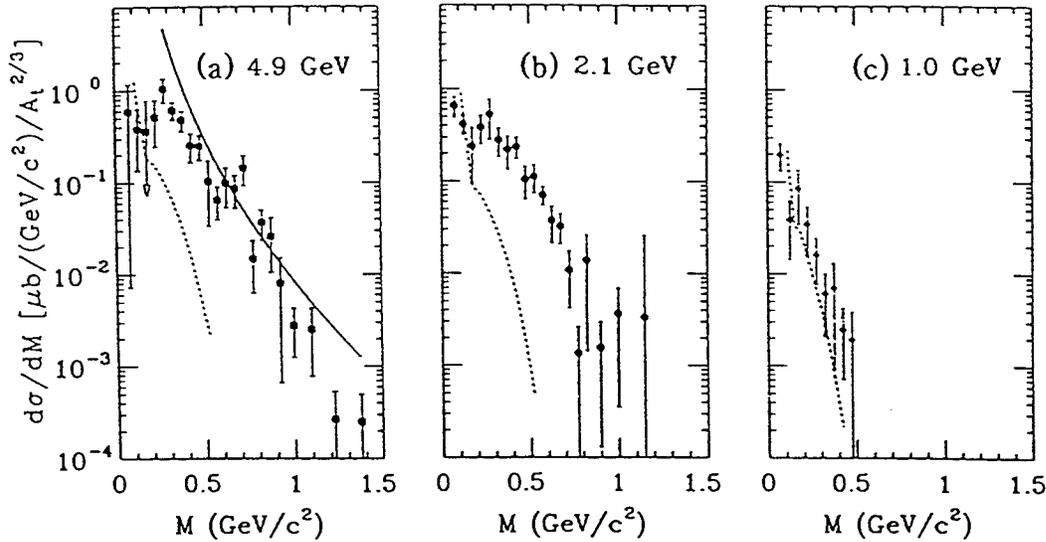


Figure 1.13: Sections efficaces de production de di-électrons dans les collisions  $p - Be$  à trois énergies de faisceau : (a) Mesure à  $4.9 \text{ GeV}$ , la courbe continue est un ajustement aux données de S. Mikamo *et al*. (b) Mesure à  $2.1 \text{ GeV}$ . (c) Mesure à  $1.0 \text{ GeV}$ . La courbe en pointillés est l'estimation de la contribution de la désintégration Dalitz du  $\pi^0$  à chaque énergie.

Deux mesures similaires à  $2.1$  et  $1.0 \text{ GeV}$  ont été effectuées pour déterminer s'il y a un seuil de production de di-électron, compte tenu du résultat nul de l'expérience de production de dilepton direct en  $p - p$  à  $0.8 \text{ GeV}$  (BRO76). Les figures 1.13(b) et

1.13(c) montrent respectivement le spectre de masse obtenu à 2.1 et celui à 1.0 GeV.

La figure 1.14 donne la section efficace intégrée sur la masse du dilepton ( $0.2 < M < 0.7 \text{ GeV}/c^2$ ) en fonction de l'énergie  $Q$  disponible dans le système du centre de masse nucléon-nucléon. A haute énergie, les données du DLS sont compatibles avec celles publiées antérieurement (MIK81,BLO82).

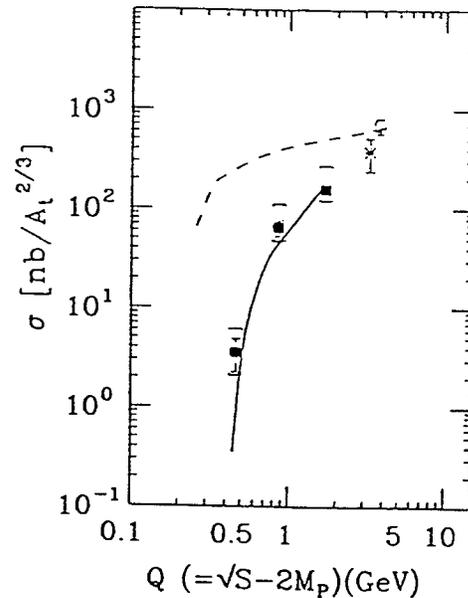


Figure 1.14: Fonction d'excitation de la section efficace totale ( $0.2 < M < 0.7 \text{ GeV}/c^2$ ) de la réaction  $p + Be \rightarrow e^+e^- + X$  publiée par la collaboration DLS : carrés. Les deux points expérimentaux à haute énergie sont : cercle,  $\pi^-p$  à 16 GeV (BLO82); star,  $p - Be$  à 12.1 GeV (MIK81). Les sections efficaces de production de  $\pi^+\pi^-$  et  $\pi^0$  sont données en trait plein et trait interrompu respectivement avec un facteur d'échelle de  $1.33 \cdot 10^{-5}$ .

### 1.3.2 Collisions $Ca - Ca$ et $Nb - Nb$

Après le succès de la première expérience ( $p - Be$ ), la collaboration DLS a continué son programme de recherche des dileptons avec des collisions d'ions de masse moyenne. Ainsi, des données sur la collision  $Ca - Ca$  à 1.05 et 2.0 GeV/A ont été enregistrées. Les résultats en  $Ca - Ca$  à 2.0 GeV/A souffrent d'une statistique faible. La comparaison avec les calculs théoriques pour l'énergie de 1.0 GeV/A

(XIO90b,WOL90) fait apparaître les différentes contributions dont les plus importantes sont : bremsstrahlung  $p - n$ , désintégration radiative du  $\Delta$  et annihilation  $\pi^+\pi^-$  (voir figure 1.15).

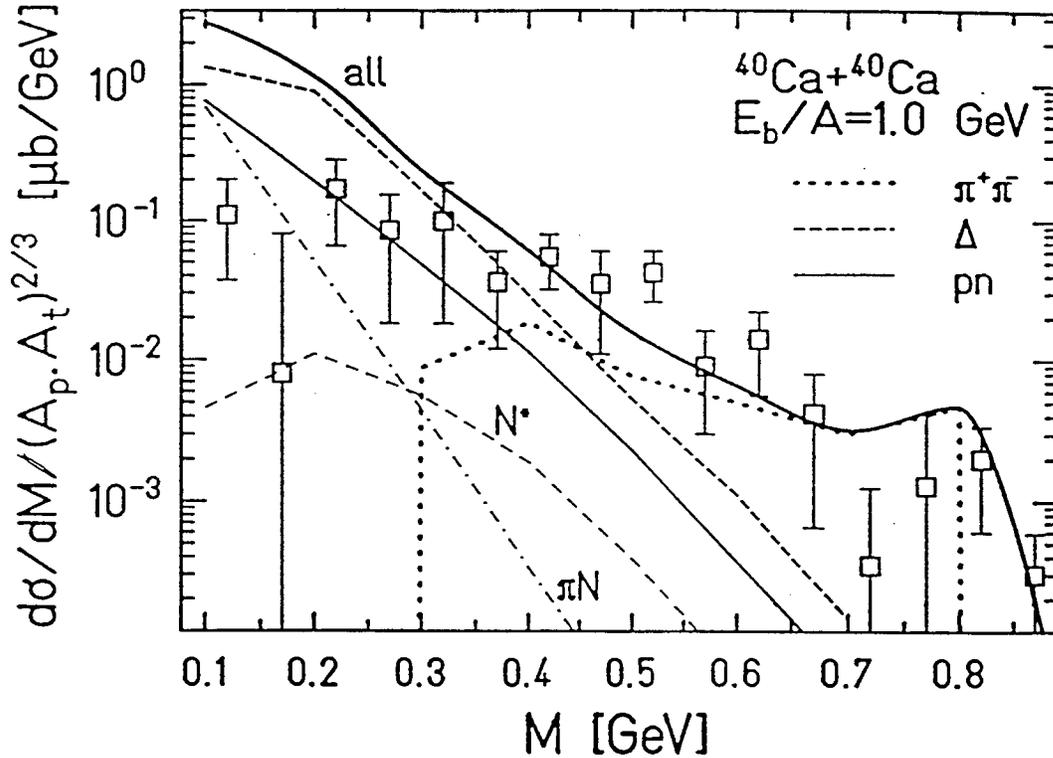


Figure 1.15: Spectre de masse invariante des dileptons produits dans la collision  $Ca - Ca$  à  $1.0 \text{ GeV}/A$ . Les différentes contributions sont aussi indiquées sur la figure. La figure est extraite de la référence (WOL90).

Notons aussi la grande différence des pentes des spectres de masse invariante pour les réactions  $Ca - Ca$  et  $p - Be$  à  $1.0 \text{ GeV}/A$ . Les valeurs des pentes fournies par un ajustement d'exponentielle dans la région de masse au dessus de  $200 \text{ MeV}/c^2$  sont :  $125 \pm 16 \text{ MeV}/c^2$  pour  $Ca - Ca$  et  $71 \pm 18 \text{ MeV}/c^2$  pour  $p - Be$  (ROC89).

En mai 1989, la collaboration DLS a collecté des données sur la collision  $Nb - Nb$  à  $1.05 \text{ GeV}/A$ . Cette expérience était essentiellement une évaluation de la possibilité du spectromètre de mesurer les di-électrons dans l'environnement de haute multiplicité associé à de telles collisions. Le test s'est avéré positif. La figure 1.16 compare les spectres de masse obtenus pour les deux systèmes  $Ca - Ca$  et  $Nb - Nb$  à  $1.05 \text{ GeV}/A$ .

Les deux distributions ont la même allure compte tenu de la statistique très faible dans le cas  $Nb - Nb$ . La courbe sur la figure est le résultat d'un calcul fait par L. Xiong *et al* (XIO90a) qui est en accord raisonnable avec les données au moins dans la région des masses moyennes.

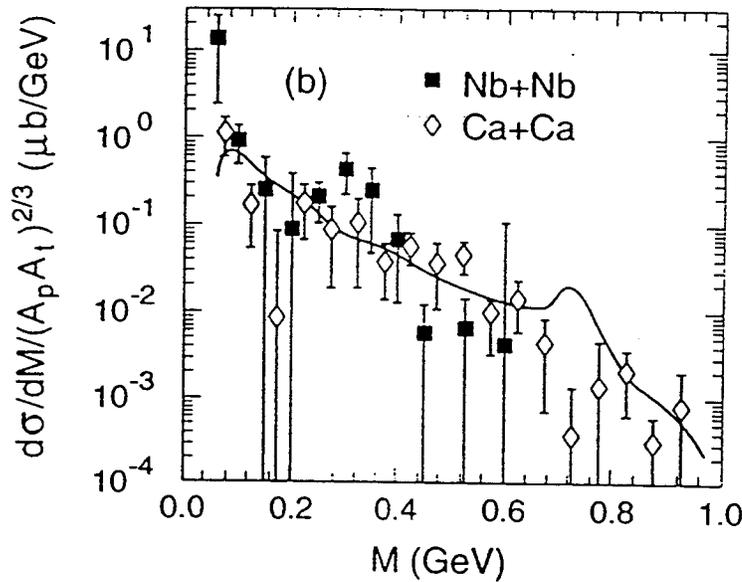


Figure 1.16: Comparaison des spectres de masse invariante pour les deux systèmes  $Nb - Nb$  et  $Ca - Ca$  à  $1.05 \text{ GeV}/A$ . La courbe est le résultat d'un calcul fait par L. Xiong *et al*, incluant la contribution du bremsstrahlung  $pn$ , la désintégration du  $\Delta$ , l'absorption d'un pion par un nucléon et l'annihilation  $\pi^+\pi^-$ .

### 1.3.3 Collisions $p - p$ et $p - d$

Les premières mesures en  $p - Be$  étaient supposées fournir des informations suffisamment précises sur les sections efficaces élémentaires nucléon-nucléon. Or, les interprétations théoriques ont fait apparaître des difficultés liées notamment à l'importance de la contribution du bremsstrahlung  $pn$  à  $4.9 \text{ GeV}$  d'énergie incidente, et à l'hypothèse (non relativiste) que le bremsstrahlung  $pp$  est négligeable. Si cette hypothèse était

justifiée, le rapport des sections efficaces  $p - n$  sur  $p - p$  devrait être très grand, de l'ordre de 10.

Pour une meilleure compréhension des mécanismes élémentaires de production des dileptons, la collaboration DLS a donc entrepris une série de mesures des collisions  $p - p$  et  $p - d$  aux énergies 1.0, 1.6, 2.1 et 4.9 GeV avec une statistique élevée. Pour ces mesures, la boîte à cibles solides a été remplacée par un système de cible liquide d'hydrogène ou de deutérium. Un des résultats déjà publié (HUA92), montre que le bremsstrahlung  $p - n$  tel qu'il était calculé auparavant ne peut expliquer la production relative des di-électrons dans les collisions  $p - p$  et  $p - d$  à l'énergie cinétique du faisceau de 4.9 GeV. De plus, la contribution de tous les processus de désintégration hadronique des  $\eta$ ,  $\Delta$ ,  $\rho$  et  $\omega$  reste insuffisante pour reproduire le spectre de masse observé pour la collision  $pp$ , voir figure 1.17.

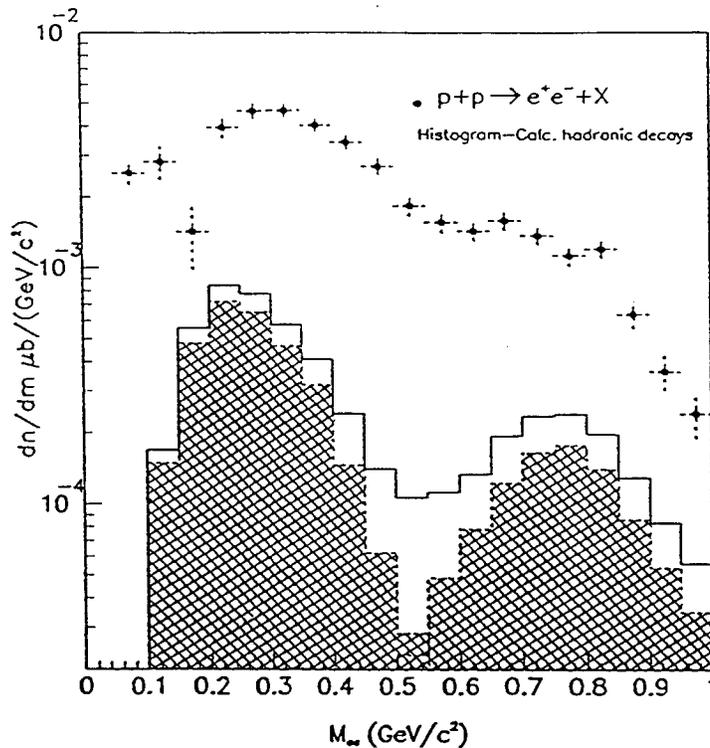


Figure 1.17: Production de di-électrons dans les collisions  $p - p$  à 4.9 GeV. L'histogramme en trait plein représente la contribution de la désintégration des  $\eta$ ,  $\rho$ ,  $\omega$  et  $\Delta$ . Les zones hachurées indiquent les contributions individuelles de la désintégration Dalitz du  $\eta$  et de la désintégration à deux corps du  $\omega$ , respectivement.

Une étude du rapport des sections efficaces  $pd$  et  $pp$  montre que ce rapport décroît en fonction de l'énergie du faisceau (WIL93), voir figure 1.18. La valeur relativement grande ( $\sim 9$ ) du rapport à 1.0 GeV peut être expliquée par la dominance du bremsstrahlung  $pn$  comme mécanisme de production des dileptons dans les collisions  $pd$ . La décroissance de ce rapport jusqu'à une valeur d'environ 2 indique l'apparition de processus de production qui sont similaires pour les collisions  $p-p$  et  $p-n$ .

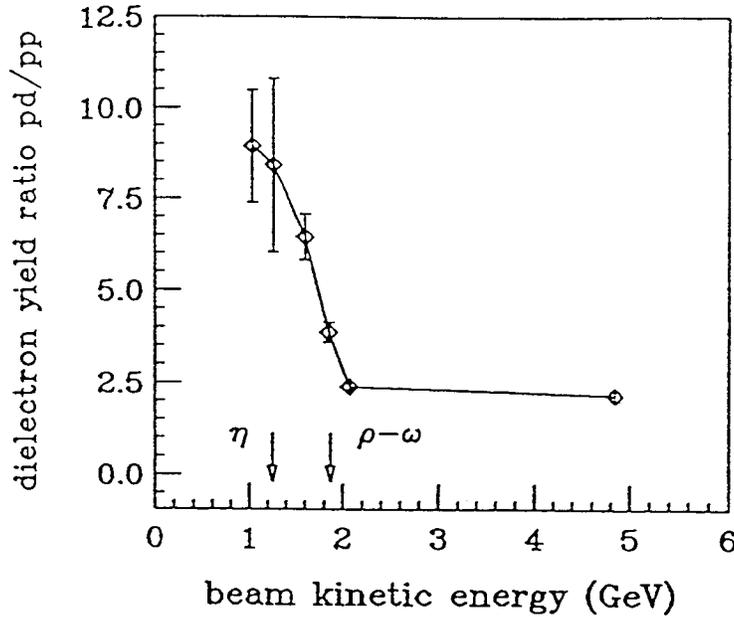


Figure 1.18: Rapport  $pd/pp$  des sections efficaces de production de di-électrons en fonction de l'énergie du faisceau pour les paires de masse invariante  $M > 0.15 \text{ GeV}/c^2$ . Les flèches indiquent les seuils de production des mésons  $\eta$  et  $\rho - \omega$ .

L'article récent de K. Haglin et C. Gale (HAG93) reprend le calcul du bremsstrahlung  $pn$  dans l'approximation du photon mou, en introduisant le concept de bremsstrahlung "inélastique". Ils calculent de façon plus précise les canaux "élastiques"  $pp \rightarrow pp(e^+e^-)$  et  $pn \rightarrow pn(e^+e^-)$  à 4.9 GeV et obtiennent une section efficace pour  $pp$  supérieure à celle pour  $pn$ , en contradiction avec les hypothèses avancées auparavant. La figure 1.19 montre le résultat de leur estimation, et on peut noter que la contribution des deux canaux élastiques est en fait bien inférieure à la section efficace mesurée. Les auteurs introduisent de plus les canaux multi-hadroniques. La figure 1.20 montre deux contributions de bremsstrahlung hadronique à un seul pion

dans les états finaux, superposées à celle du bremsstrahlung simple.

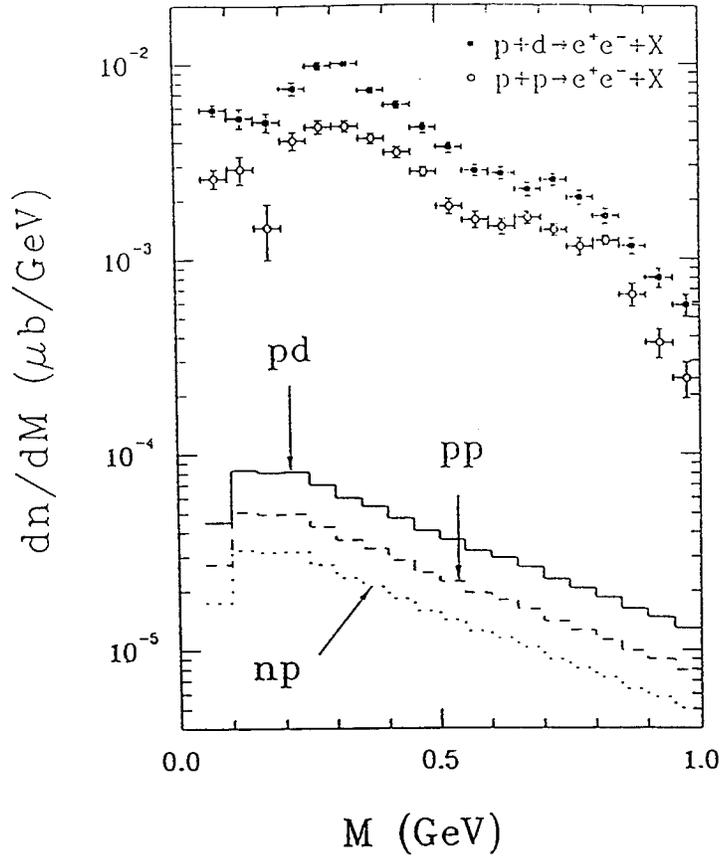


Figure 1.19: Production de dileptons par le bremsstrahlung  $pp$  et  $pn$  comparée aux données des collisions  $pp$  et  $pd$  à 4.9 GeV publiées par la collaboration DLS (HUA92). L'histogramme en ligne continue est obtenu en faisant l'approximation  $pd = pp + pn$ .

### 1.3.4 Objet du travail présenté

En mai 1989, la collaboration DLS a effectué une deuxième mesure <sup>2</sup> en  $p-Be$  à 4.9 GeV, dans le but d'améliorer la statistique et de mieux comprendre la bosse à environ 0.3 GeV/c<sup>2</sup>. L'objet du travail présenté dans ce mémoire consiste essentiellement en l'analyse des données de cette mesure.

<sup>2</sup>La première fut en décembre 1986

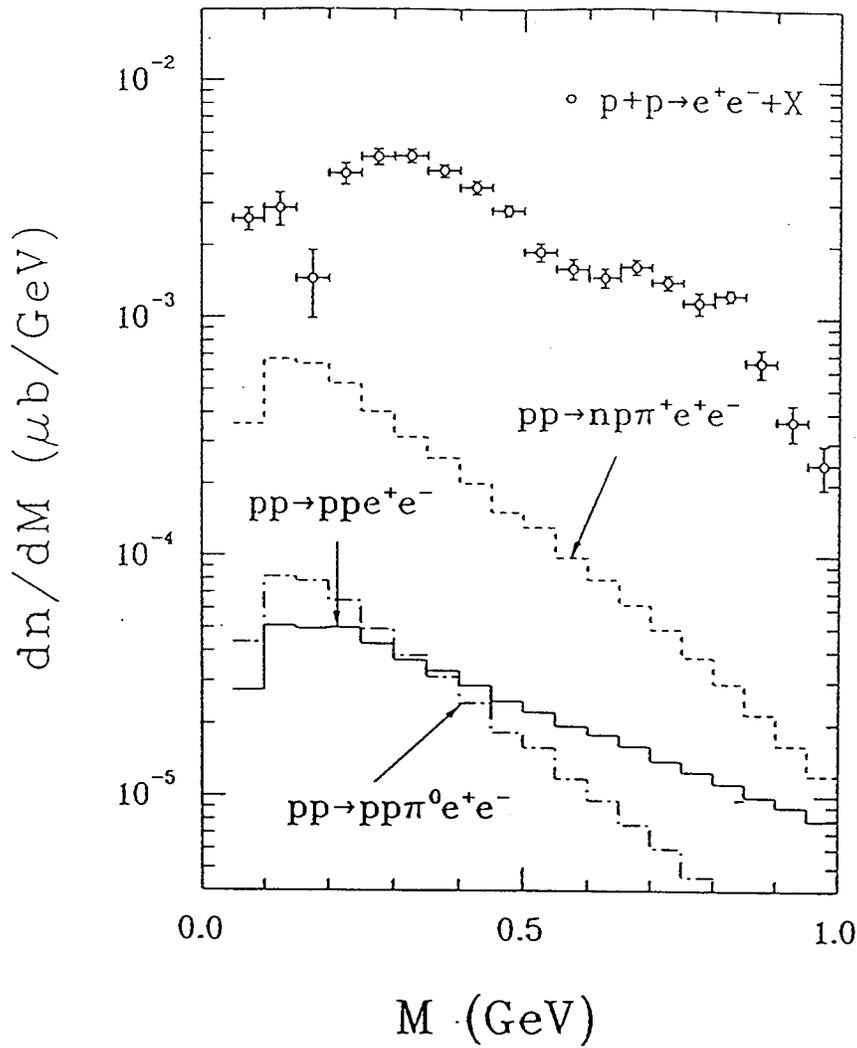


Figure 1.20: Production de dileptons obtenue à partir du bremsstrahlung hadronique  $NN \rightarrow NN\pi$ , comparée au bremsstrahlung nucléon-nucléon et aux données  $pp$  à 4.9 GeV.

La valeur de la section efficace  $pBe$  à 4.9 GeV déjà publiée en 1988 (ROC88) n'a pas été corrigée pour une inefficacité significative de l'électronique associée au trigger. Nous nous proposons de reprendre ces données et évaluer un facteur correctif pour une bonne normalisation de la section efficace. La multiplicité des particules chargée associée aux événements dileptons peut être maintenant mesurée à l'aide du détecteur de multiplicité installé autour de la zone de réaction en 1989.

Plus particulièrement, une partie de ce travail est consacrée à l'étude de la dépendance de la production de di-électrons en masse invariante et en moment transverse dans les collisions  $p-p$ ,  $p-d$  et  $p-Be$  à 4.9 GeV. La dépendance en  $A_t$  (nombre de masse du noyau cible) a fait l'objet de plusieurs articles et mérite d'être étudiée pour nos trois systèmes  $pp$ ,  $pd$  et  $pBe$ .



## **Chapitre 2**

# **Le Dispositif Expérimental**

Les expériences de la collaboration DLS ont eu lieu auprès de l'accélérateur Bevalac au LBL "Lawrence Berkeley Laboratory" aux Etats Unis, en utilisant le spectromètre dilepton DLS. Dans le présent chapitre, nous donnons un aperçu sur le Bevalac, et nous présentons les différentes composantes du spectromètre.

## 2.1 L'accélérateur Bevalac

Le Bevalac a été réalisé en 1972 par la Commission à l'Energie Atomique comme un projet permettant de combiner le superHILAC et le Bevatron (BEV90). Le superHILAC "Heavy Ion Linear ACcelerator", accélérateur linéaire d'ions lourds, reçoit les ions produits par une source d'hydrogène à l'Uranium et les accélère jusqu'à une énergie maximale d'environ 8.5 MeV par nucléon; puis ils sont transférés au Bevatron (synchrotron à focalisation faible) où ils seront accélérés jusqu'à ce qu'ils atteignent l'énergie désirée de 1 à 4.9 GeV pour les protons et de 1 à 2.1 GeV/A pour les ions lourds. Le faisceau de particules est, ensuite, extrait du Bevatron et transporté dans les zones expérimentales par les lignes de faisceau correspondantes. La ligne "Beam30" assure le transport du faisceau à l'expérience DLS. Le faisceau de particules a une section typique de  $1 \times 0.5 \text{ cm}^2$ , il arrive à la cible sous forme d'impulsions "spills", 10 à 15 fois par minute. Les intensités du faisceau dépendent à la fois de l'ion accéléré et de l'énergie choisie. La figure 2.1 montre une vue générale du Bevalac et des aires expérimentales.

## 2.2 Présentation Générale du Spectromètre DiLep-ton

Pour faire une bonne mesure des diélectrons, malgré les conditions physiques difficiles prévues, le détecteur doit satisfaire aux spécifications suivantes.

Le taux de production des dileptons comparé à celui des pions est de l'ordre de  $10^{-4}$ . Un spectromètre d'une grande acceptance géométrique et d'une grande efficacité d'identification des électrons est nécessaire.

Une segmentation adéquate des compteurs est imposée pour la reconnaissance des particules venant des événements à haute multiplicité.

Un système à deux bras suffisamment écartés permet de réduire la contribution du bruit de fond des paires d'électrons provenant de la désintégration Dalitz du  $\pi^0$ , et il rejettera complètement les paires résultant de la conversion externe des photons.

Le spectromètre dilepton, désigné sous le sigle DLS, est la solution adoptée. Il

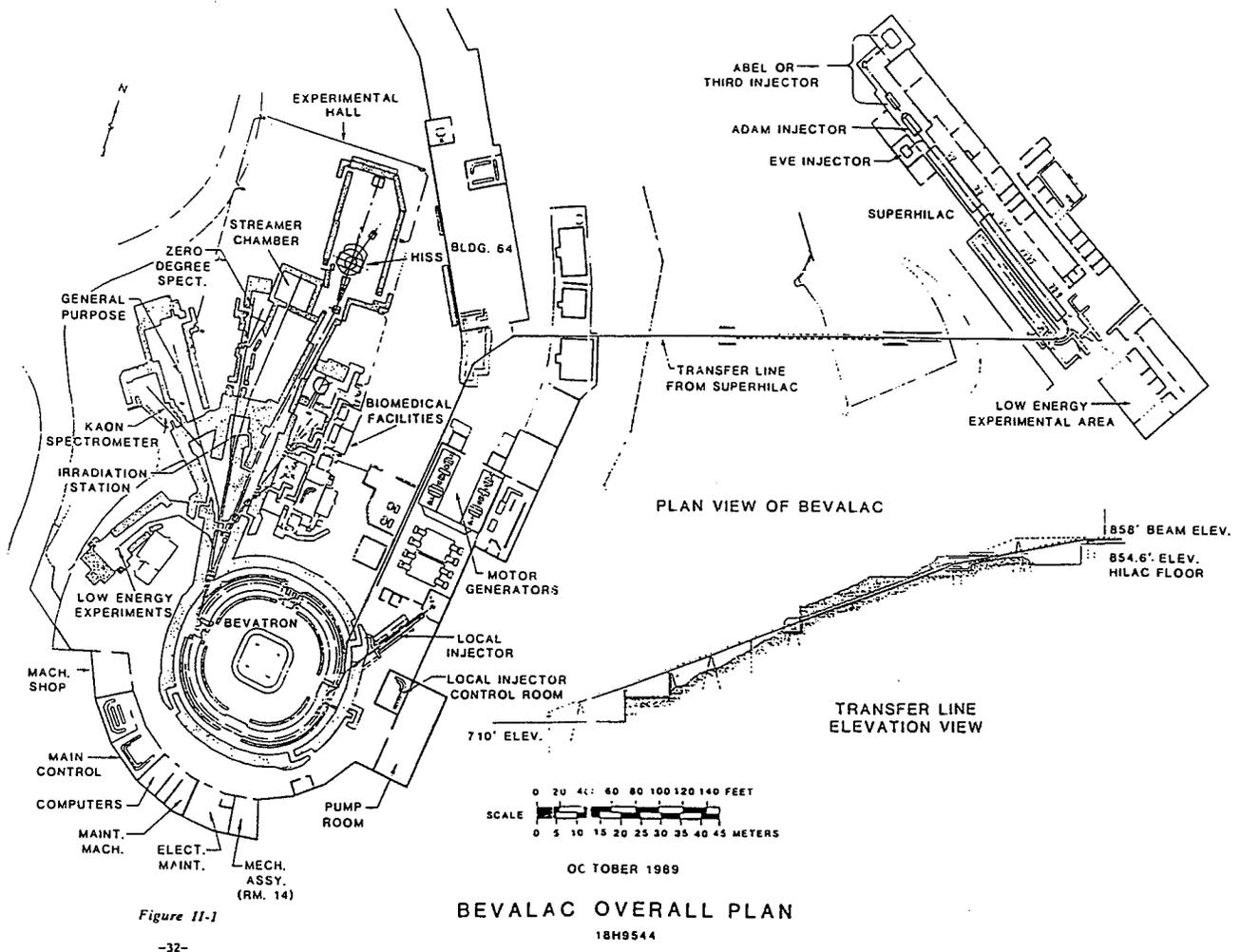


Figure 11-1  
-32-

XBL 8912-4477

Figure 2.1: Vue générale du site expérimental du Bevalac.

est constitué d'une boîte à cibles et de deux bras symétriques orientés à  $40^\circ$  de part et d'autre de la direction du faisceau. Chaque bras du DLS comprend un dipôle magnétique à large ouverture, deux compteurs Cherenkov à gaz segmentés (situés avant et après l'aimant) pour identifier les électrons et les positrons (chaque compteur a un pouvoir de rejet des hadrons de l'ordre de  $10^{+3}$ ), et deux hodoscopes de scintillateurs (situés avant et après l'aimant) pour identifier les particules chargées, fournir les informations sur le temps de vol (TOF) et la perte d'énergie, et pour réaliser un trigger hadron. Les Cherenkov et les hodoscopes des deux bras constituent le trigger di-électron. Trois chambres à dérive permettent la reconstruction des trajectoires. Des blocs de verres au plomb situés derrière le deuxième hodoscope sont utilisés pour mesurer le pouvoir de rejet des hadrons et l'efficacité en électron des compteurs Cherenkov.

A une émission d'électrons à  $90^\circ$  dans le système du centre de masse  $N - N$  correspond, dans le laboratoire, un angle de  $31.7^\circ$  à 4.9 GeV,  $43.4^\circ$  à 2.1 GeV et  $53.9^\circ$  à 1.0 GeV. La position des deux bras à  $40^\circ$  par rapport à la direction du faisceau permet de couvrir de façon convenable le domaine d'énergie de 1 à 5 GeV.

Trois référentiels sont définis pour le système : un référentiel pour chaque bras et un référentiel lié au faisceau. Les trois repères ont le centre de la cible comme origine. L'axe  $Z$  du référentiel lié à un bras du spectromètre est dirigé vers le centre de l'aimant. L'axe  $Y$  est dirigé vers le haut et l'axe  $X$  est choisi de telle façon à former un trièdre direct. La direction du faisceau représente l'axe  $Z$  du troisième référentiel. L'axe  $Y$  est dirigé vers le haut, et l'axe  $X$  est choisi de telle façon à former un trièdre direct. La figure 2.2 donne une vue à trois dimensions du système. Une vue en coupe dans le plan horizontal est présentée sur la figure 2.3. La description de chaque élément du spectromètre est détaillée dans les paragraphes suivants.

## 2.3 Cibles

La figure 2.4 montre la forme conique de la boîte à cibles utilisée. Les parois de la boîte sont en aluminium (environ 0.30 cm d'épaisseur) pour supporter un vide de  $10^{-8}$ Torr. Dans le but de réduire les effets de diffusion des électrons, la quantité de

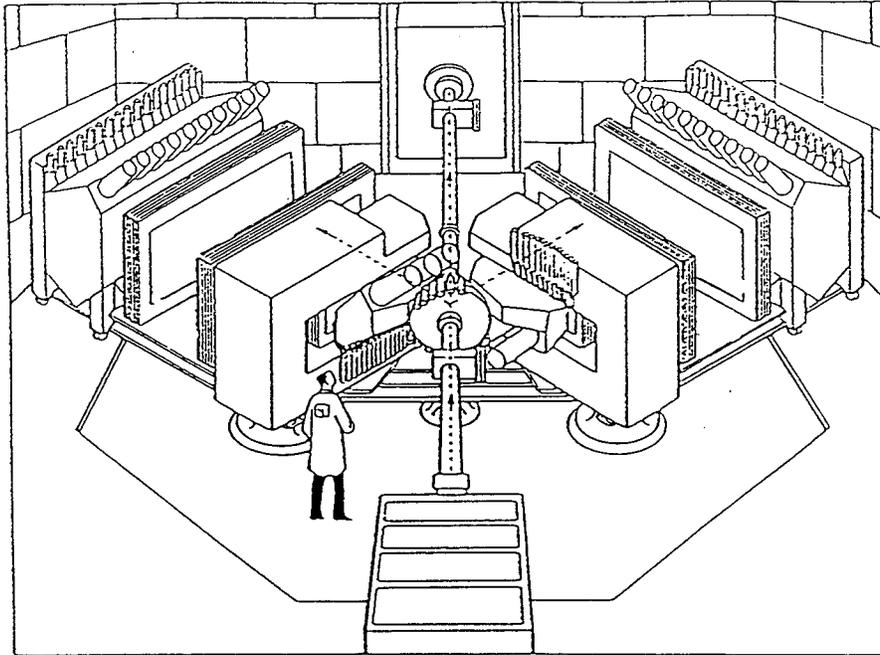


Figure 2.2: Vue tridimensionnelle du spectromètre DLS.

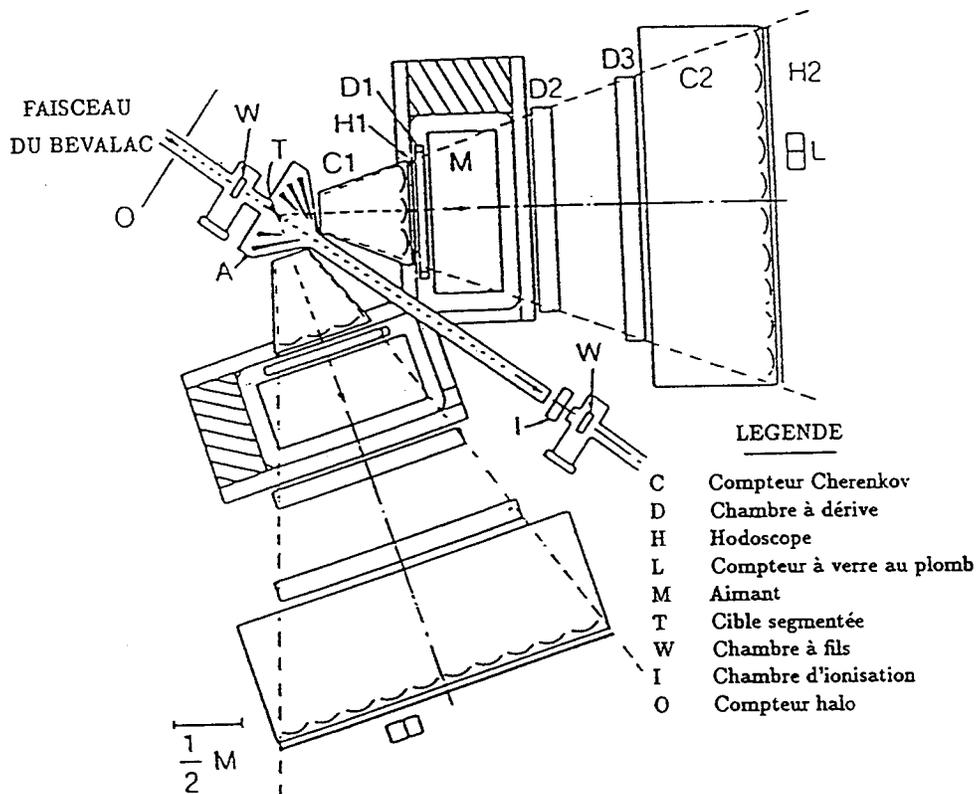


Figure 2.3: Vue en coupe dans le plan horizontal du spectromètre DLS.

matière le long des trajectoires doit être réduite au minimum. Ainsi, deux fenêtres de mylar minces (environ 0.250 mm d'épaisseur) sont placées en regard de l'entrée des détecteurs sur chaque bras.

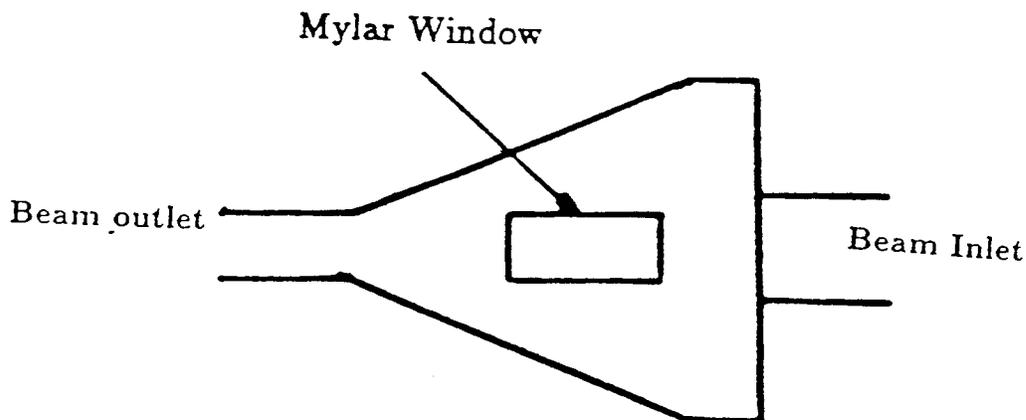


Figure 2.4: Boîte à cibles.

La cible est maintenue par un support constitué avec le moins de matériau possible. Ce support est ajusté à maintenir jusqu'à trois cibles différentes. Il peut se déplacer verticalement grâce à un moteur électrique. Chaque cible est réalisée en cinq feuilles verticales. Comme la contribution sans cible est à déterminer, et pour éviter le halo du faisceau, le système ne contient que deux ou trois rangées de feuilles séparées par un étage vide. Ce mécanisme permet aussi bien de changer la cible, que de passer d'une mesure avec cible à une mesure sans cible.

La cible de Béryllium que nous avons utilisée est donc segmentée en cinq éléments de dimensions  $2.562 \times 0.994 \text{ cm}^2$  et 0.384 cm d'épaisseur. La segmentation permet de minimiser la conversion des rayons  $\gamma$  qui contribuent aux fausses paires du bruit de fond. Les cinq segments de la cible, espacés de 2.54 cm, sont placés horizontalement dans le châssis, voir figure 2.5.

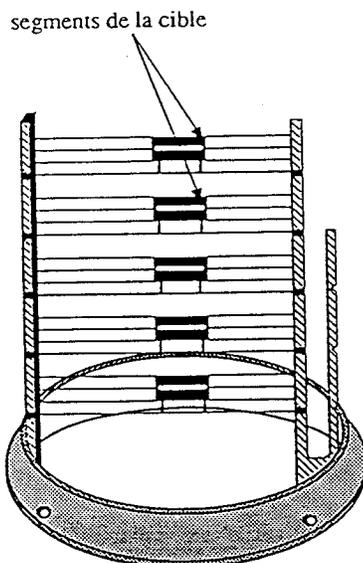


Figure 2.5: Mécanisme de porte-cible.

## 2.4 Système de Tracking

### 2.4.1 Dipôles Magnétiques

Chaque bras du DLS a un dipôle magnétique (à déviation horizontale) d'une large acceptation angulaire (170 mstr) pour compenser le faible taux de production des paires di-électrons. Les surfaces des pôles sont rectangulaires de dimension  $111.76 \times 50.80 \text{ cm}^2$ , avec un intervalle utile de 38.10 cm. La longueur effective du champ magnétique est de 66.04 cm. Les effets de bord sont réduits par l'utilisation de pièces de fer supplémentaires. Ceci facilite le blindage des phototubes, et simplifie et améliore le travail de reconstruction des traces. Les deux aimants sont alimentés individuellement, ce qui permet de prendre des données avec les quatre configurations de champ magnétique, par changement de la polarité d'un seul dipôle à la fois.

Une mesure des cartes de champ a été faite pour chacun des aimants. Les trois composantes du champ  $\vec{B}(B_x, B_y, B_z)$  étaient enregistrées dans sept plans parallèles à la surface du pôle, pour chacune des valeurs du champ 0.15, 0.30 et 0.52 Tesla. Un total de 1225 points étaient enregistrés par plan. La figure 2.6 montre les résultats

des mesures du champ magnétique le long des axes  $X$  et  $Z$  du plan central. La valeur d'opération 0.15 Tesla a été retenue pour augmenter l'efficacité aux faibles masses invariantes.

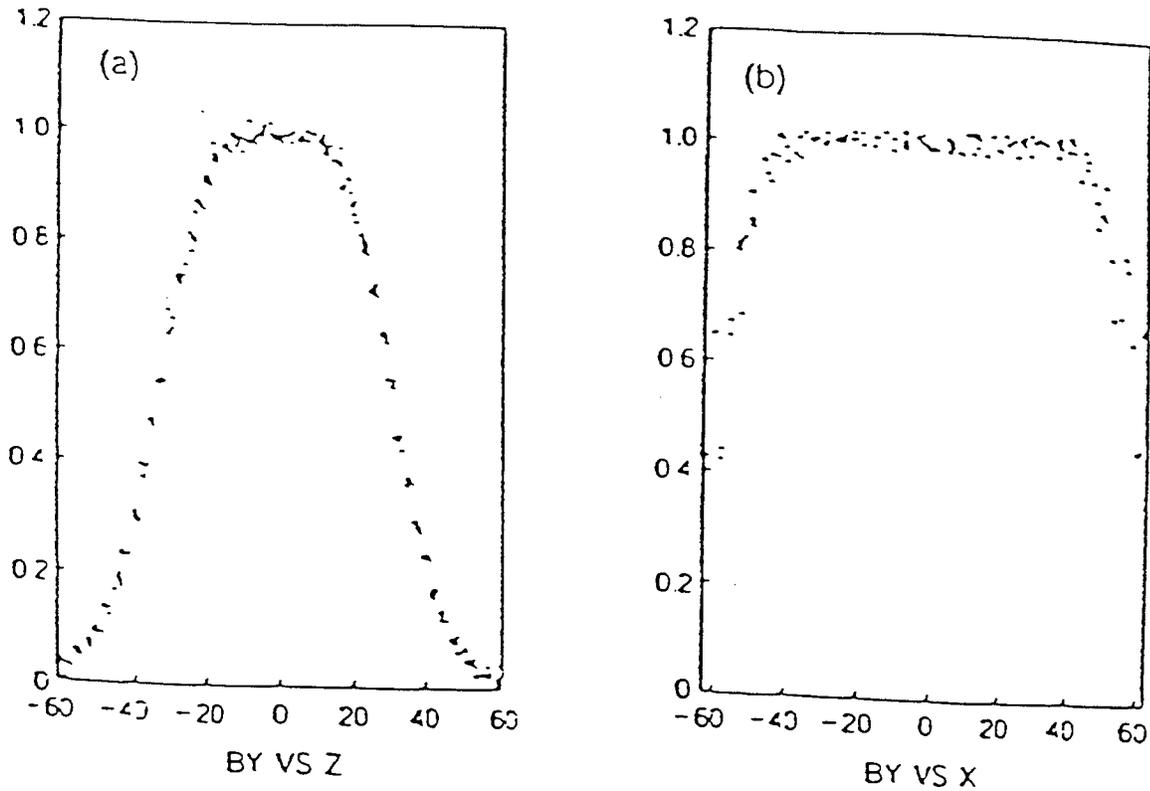


Figure 2.6: Distributions de champs magnétiques.

### 2.4.2 Chambres à Dérive

Chaque bras du DLS comprend trois chambres à dérive. La première chambre est placée juste à l'entrée de l'aimant (D1), alors que les deux autres (D2) et (D3) sont placées derrière l'aimant. Ces chambres permettent la reconstruction des traces des particules. Elles consistaient en six plans sensibles  $X, X', U, V, Y$  et  $Y'$ . Juste avant le "run" de mai-89 un nouveau plan sensible  $X'N$  a été placé dans chaque chambre



les fils sensibles sont maintenus à +1400 Volt. Les fils cathodiques varient en voltage de 0 Volt à -2400 Volt, avec un pas de 400 Volt, de telle façon que le fil à 0 Volt et celui à -2400 Volt soient directement opposés au fil sensible et au fil de champ respectivement. Les fils de champ sont à -2400 Volt.

## 2.5 Compteurs Cherenkov

Les électrons et les positrons sont identifiés par les deux compteurs Cherenkov utilisés dans chaque bras, voir figure 2.3. Une segmentation des Cherenkov est nécessaire pour augmenter le pouvoir de rejet des hadrons, en réduisant le nombre d'événements contaminés par un ou plusieurs hadrons. Ainsi, le compteur Cherenkov avant est segmenté en trois éléments, et celui arrière en vingt, arrangés par rangées de dix (haut et bas). La figure 2.8 montre une section des compteurs Cherenkov avant et arrière.

Le nombre de photons émis par unité de longueur du radiateur et par unité de longueur d'onde est donné par la formule de Franck et Tamm :

$$\frac{d^2 N_{ph}}{dL d\lambda} = 2\pi\alpha Z^2 \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2} \quad (2.1)$$

$dL$  : élément de longueur sur la trajectoire

$d\lambda$  : intervalle de longueur d'onde

$\alpha$  : constante de structure fine ( $\alpha = \frac{1}{137}$ )

$Z$  : nombre de charges de la particule

$\theta$  : angle Cherenkov.

L'angle Cherenkov est donné par :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (2.2)$$

où  $\beta$  se rapporte à la particule qui rayonne et  $n$  est l'indice de réfraction du radiateur.

L'impulsion seuil de production de l'effet Cherenkov est :

$$P_s = \frac{mc}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (2.3)$$

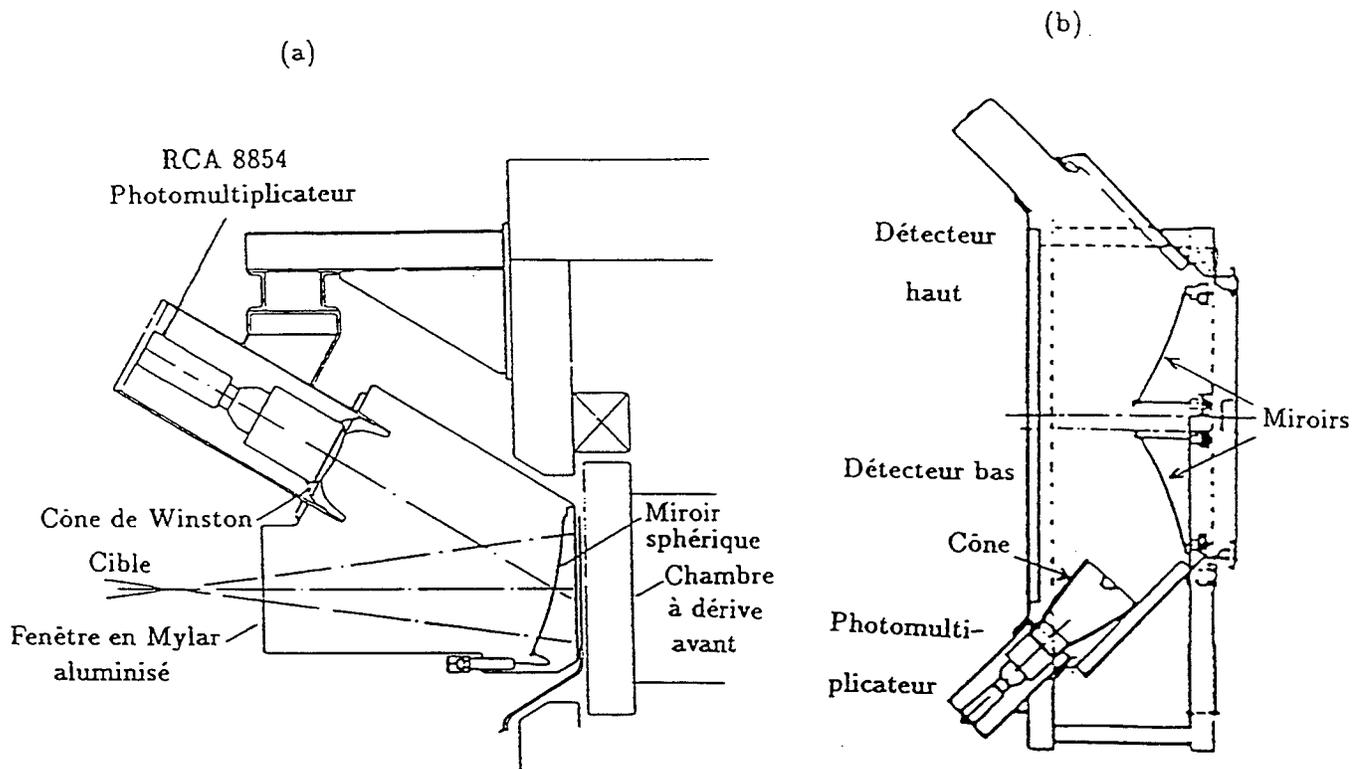


Figure 2.8: Section des compteurs Cherenkov : (a) avant, (b) arrière. Les deux schémas ne sont pas à la même échelle.

Le choix du gaz radiateur est déterminé par l'indice  $n$  du milieu qui fixe le seuil d'émission de la lumière Cherenkov ( $\beta_s = \frac{1}{n}$ ), par les masses des particules que l'on veut détecter (équation 2.3), et par d'autres propriétés du radiateur telles que scintillation, longueur de radiation, etc. Deux gaz ont été retenus : l'isobutane et le fréon qui ont à la pression d'opération (pression atmosphérique), des indices voisins, voir tableau 2.1. L'isobutane a été choisi pour le compteur Cherenkov avant; et comme le celui arrière a un grand volume, et pour une raison de sécurité, le fréon12 a été choisi pour ce dernier bien qu'il présente une forte production de scintillation ( $\sim 37$  fois plus grande que celle de l'isobutane) et une longueur de radiation plus faible ( $\sim 2$  fois plus faible).

Gaz	Iso-Butane	Fréon 12
Indice de Réfraction	1.00127	1.00108
Production de Lumière Cherenkov [photons/cm]	1.3	1.1
Longueur de Radiation [g/cm <sup>2</sup> ]	45.2	23.7
Production de Scintillation [photons/cm]	$6.4 \times 10^{-4}$	$2.4 \times 10^{-2}$
Seuil pour les électrons [GeV/c]	0.010	0.011
Seuil pour les muons [GeV/c]	2.07	2.25
Seuil pour les pions [GeV/c]	2.74	2.97

Tableau 2.1: Spécification des gaz Cherenkov.

## 2.6 Détecteurs à Scintillation

### 2.6.1 Hodoscopes

Les hodoscopes ont été introduits pour fournir les informations concernant la perte d'énergie ( $\frac{dE}{dx}$ ), et le temps de vol (TOF) entre deux hodoscopes, et pour avoir la possibilité d'obtenir un trigger hadron (coïncidence entre deux lattes de chacun des hodoscopes).

Chaque bras du DLS comprend deux hodoscopes (en avant et en arrière) segmentés en 16 éléments scintillants de type plastique BC-400 et de forme rectangulaire. Chaque scintillateur est recouvert avec du papier d'aluminium et du papier noir. Le tableau 2.2 résume les caractéristiques des hodoscopes utilisés.

	Hodoscope Avant	Hodoscope Arrière
Nombre d'éléments	16	16
Longueur (cm)	26.7	94.0
Largeur (cm)	5.0	18.7
Épaisseur (cm)	0.32	1.27
Nb. de tube PM/élément	1	2
Scintillateur	BC-400	BC-400
type des PM	Amperex XP2982	Amperex XP2982B

Tableau 2.2: Spécification des hodoscopes.

L'hodoscope de l'avant H1 est placé derrière le premier compteur Cherenkov. Chaque segment de H1 est vu par un photomultiplicateur de type XP2982 par l'intermédiaire d'un guide de lumière.

L'hodoscope arrière H2 est placé juste derrière le deuxième compteur Cherenkov. Deux photomultiplicateurs de type XP2262B sont connectés aux deux extrémités de chaque élément de H2. Ceci permet d'augmenter la collection de la lumière, ainsi que d'améliorer la résolution; en combinant les signaux des deux photomultiplicateurs, les mesures du temps et de l'amplitude sont pratiquement indépendantes de la position de la particule traversant le scintillateur. Les phototubes sont protégés

de façon classique contre les effets magnétiques par un blindage de  $\mu$ -métal et un blindage supplémentaire en fer doux. Une diode électroluminescente, alimentée par un générateur d'impulsions est placée sur chacune des 64 lattes de scintillateur et sont utilisées pour les réglages.

### 2.6.2 Détecteur de Multiplicité

Pour obtenir une information sur la centralité de la collision, la multiplicité des particules chargées est mesurée avec un détecteur approprié. Celui-ci est composé de 96 lattes de scintillateurs couvrant la forme cônica de la boîte à cible (à l'exception des fenêtres en mylar). La lumière scintillante est dirigée vers la photocathode des photomultiplicateurs par des guides de lumière préalablement attachés à l'élément scintillant. La figure 2.9 montre une vue du détecteur de multiplicité. Plus de détails sont fournis dans la référence (BEE91,BEE93).

## 2.7 Electronique et Système d'Acquisition des Données

### 2.7.1 Logique de Déclenchement

La conception de la logique de déclenchement "trigger" dépend essentiellement de l'objectif de l'expérience et de l'appareillage utilisé. Un choix judicieux du trigger est d'une importance capitale dans une expérience de physique des particules, il permet d'être efficace quant à la collection des événements désirés.

Les différents détecteurs du DLS fournissent des signaux, qui peuvent être combinés pour fournir des niveaux de déclenchement. L'identification des électrons et des positrons étant assurée par les compteurs Cherenkov du spectromètre.

Le signal di-électron consiste en une coïncidence entre les quatre compteurs C1, H1, C2 et H2 (les deux Cherenkov et les deux hodoscopes) du bras droit R et du bras gauche L. Cette coïncidence peut être exprimée par l'équation logique :

$$P_{trig} = R(C1 \cdot H1 \cdot C2 \cdot H2) \bullet L(C1 \cdot H1 \cdot C2 \cdot H2) \quad (2.4)$$

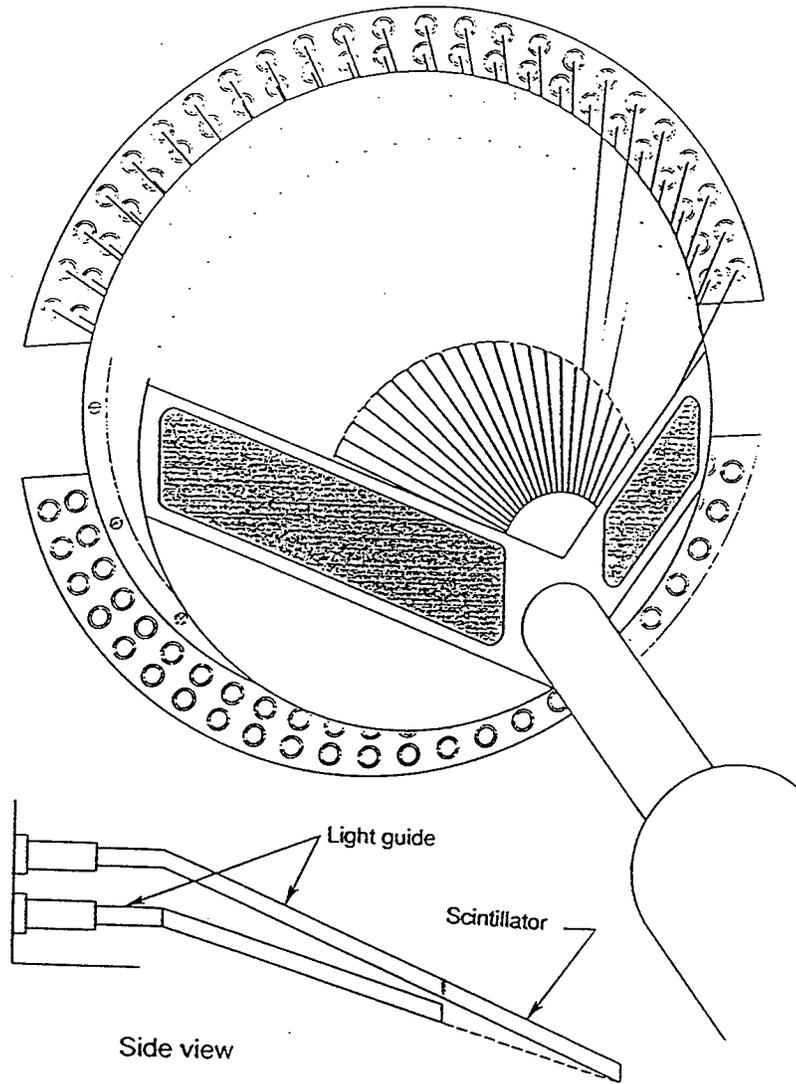


Figure 2.9: Détecteur de multiplicité.

Elle constitue le prétrigger. La figure 2.10 schématise la logique réalisée pour identifier un événement. Celle-ci est suivie du "Master trigger" qui nécessite une coïncidence entre le prétrigger et le signal  $R \cdot S \cdot \bar{B}$  où R est le fonctionnement "run", S est la présence du faisceau "spill on" et  $\bar{B}$  ordinateur non occupé. La conjonction S permet une bonne estimation du flux de particule pour le calcul de la section efficace. Le temps mort de l'ordinateur était de 30% pour les expériences analysées et présentées dans ce mémoire.

## 2.7.2 Le système d'Acquisition des Données

Deux unités CAMAC et FastBus sont utilisées dans l'acquisition. Il y a environ 1650 fils sensibles et 150 phototubes qui doivent être lus par événement, les unités FastBus étant choisies pour leur haute densité de canaux.

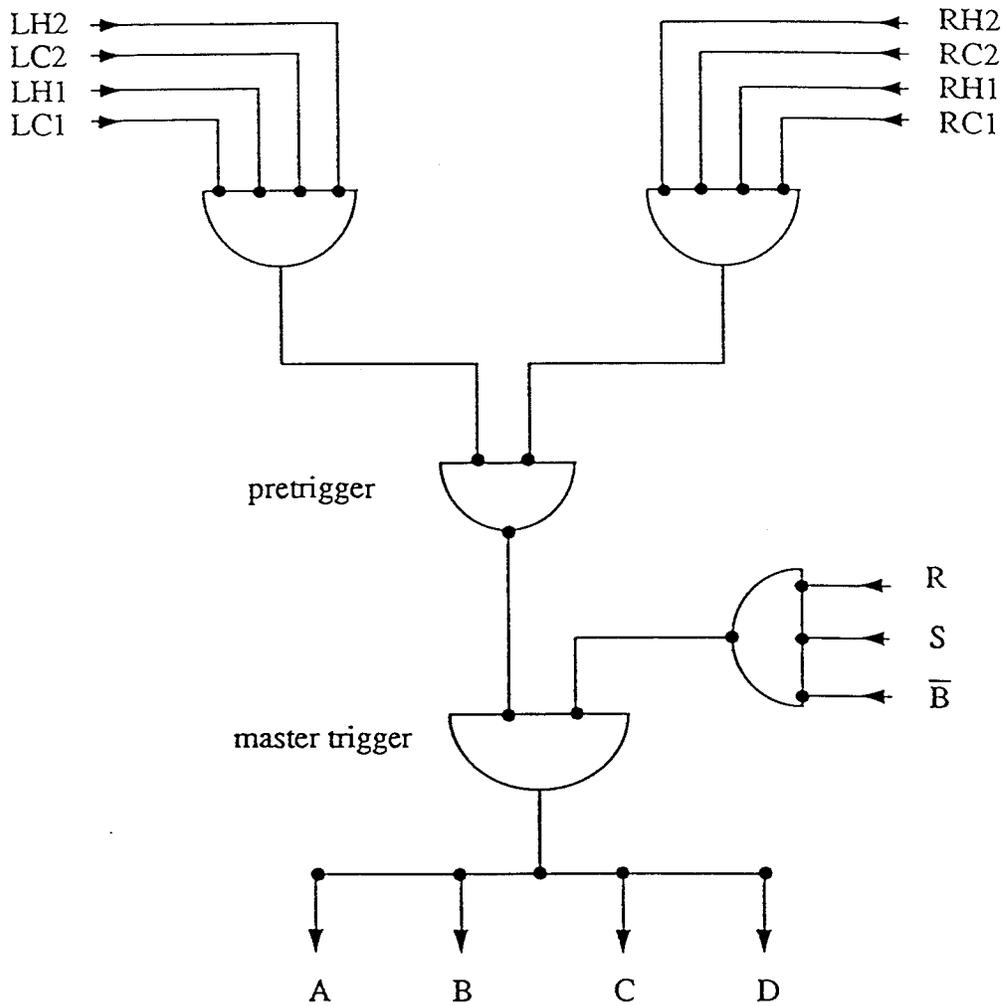
La digitisation du temps dans les chambres à dérive est faite par le TDC FastBus modèle LeCroy 1879. Les signaux analogiques des Cherenkov et des hodoscopes sont enregistrés sur des ADC FastBus modèle LeCroy 1882. Des unités CAMAC TDC sont utilisées dans la lecture des informations temporelles des photomultiplicateurs, compte tenu de leur résolution en temps (100ps/canal).

L'acquisition des données est gérée par le logiciel MONA et un Micro-programmer Branch Driver (MBD) qui permet de transférer les données sur un VAX 11/750, pour les enregistrer sur bandes magnétiques et temporairement sur disque. Les logiciels LISA et PIC (LIU88) permettent de faire l'analyse en ligne et de visualiser les spectres pour le contrôle du fonctionnement des détecteurs.

## 2.8 Faisceau et Systèmes de Contrôle

### 2.8.1 Faisceau Incident

Le faisceau est extrait du Bevatron grâce à un aimant "septum" puis transporté à la cible dans un tube à vide en aluminium à l'aide de systèmes magnétiques. Dans l'aire expérimentale du DLS, deux quadripôles magnétiques et deux aimants de déviation permettent de focaliser le faisceau sur la cible. La tache sur la cible a



A : ADC Gate

B : CAMAC TDC Start

C : Fastbus TDC Stop

D : Data Acquisition inhibit

Figure 2.10: Diagramme simplifié de la logique de déclenchement, trigger di-électron.

la forme d'une ellipse de dimensions 2-3 mm horizontalement et 6-8 mm verticalement (à mi-hauteur de la distribution d'intensité). Le faisceau arrive sous forme d'impulsions "spills" de durée d'une seconde environ, avec un taux de répétition de 10 par minute dans le fonctionnement du Bevatron à champ nominal (4.9 GeV en protons, 2.1 GeV/A en ions lourds de  $\frac{Z}{A} = \frac{1}{2}$ ).

### 2.8.2 Systèmes de Contrôle

La figure 2.3 montre l'ensemble des systèmes de contrôle qui comprend : des chambres à fil (WC) pour la focalisation et le positionnement du faisceau, une chambre d'ionisation (IC) pour la mesure de l'intensité, et des scintillateurs pour le contrôle du halo (O). Par ailleurs, le déversement du faisceau en fonction du temps est enregistré sur une échelle multicanaux qui utilise l'information de l'un des segments de l'hodoscope avant du bras gauche.

#### a) Chambres à Fils

La taille et l'angle de divergence du faisceau peuvent changer au cours de son transport de l'accélérateur à la cible. La position du faisceau est déterminée par l'association des informations des deux chambres à fils placées en amont et en aval de la cible. Ces informations permettent le réglage des aimants et des quadripôles situés dans l'aire expérimental du DLS. Des films polaroid peuvent être placés juste derrière la cible pour fournir une visualisation directe de la position du faisceau.

#### b) Chambre d'Ionisation

Une chambre d'ionisation IC placée sur la ligne du faisceau et calibrée suivant la méthode d'activation du carbone permet de mesurer l'intensité du faisceau. Pour l'expérience analysée ici ( $p-Be$  de mai 89) l'intensité était d'environ  $2.5 \cdot 10^9$  particules par déversement. Le flux de particules, pour le calcul de la section efficace, est obtenu par la relation suivante :

$$FLUX = (ICC/spill) \times \alpha_{faisceau} \times Nspill \quad (2.5)$$

$\alpha_{faisceau}$  est le facteur de conversion fourni par la calibration de la chambre,  $ICC/spill$  le comptage de l'intégrateur connecté à la chambre d'ionisation, rapporté à 1 "spill"

et corrigé du temps mort de l'ordinateur, et  $N_{spill}$  le nombre de "spills" de la mesure considérée. Un contrôle de la stabilité de l'intensité de faisceau est fourni par un télescope de scintillateurs noté BTar, placé près de la cible. Ce télescope délivre un taux de coïncidence proportionnel au nombre de particules dans le faisceau et qui interagissent avec la cible.

### c) Contrôle du Halo

Le faisceau est accompagné d'un halo de particules produites lors de l'accélération et/ou de l'extraction. Ainsi en amont de la cible, un compteur appelé Bhalo composé de quatre scintillateurs est installé autour du tube à vide (voir figure 2.11) pour évaluer l'importance du halo et éventuellement corriger les distribution expérimentales mesurées.

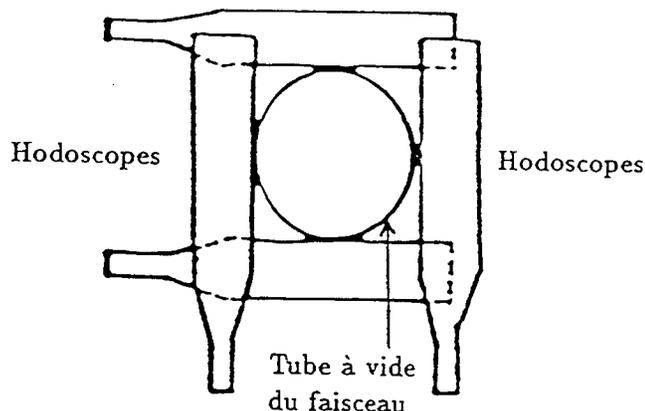


Figure 2.11: Contrôle du halo du faisceau.

### d) Contrôle du Déversement

Le déversement du faisceau est enregistré sur un circuit de comptage multi-échelle qui permet d'en suivre l'évolution en fonction du temps. Une structure typique de déversement est montrée par la figure 2.12. L'axe x correspond à une durée d'environ une seconde, l'axe y au nombre de coups enregistré par le segment d'hodoscope LH1.1. La structure de chaque "spill" est visualisée sur l'écran d'un terminal durant toute l'expérience, ce qui permet d'évaluer en permanence la qualité du déversement et de déceler les irrégularités qui peuvent causer de hautes intensités de courant dans les chambres à dérive et augmenter le temps mort de l'électronique.

Toutes ces informations (chambres à fils, compteur de halo, multi-échelle) sont utilisées pour le réglage du faisceau, et sont enregistrées sur bande magnétique lors de l'acquisition. Au cours de l'analyse, ces informations peuvent alors être prises en compte pour rejeter ou corriger certains événements.

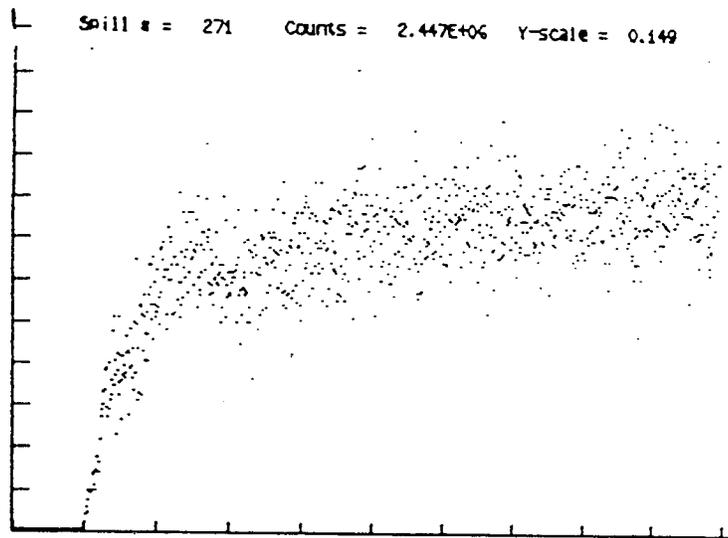


Figure 2.12: Structure typique du déversement du faisceau sur la cible.

## 2.9 Réglages et Contrôles du Spectromètre

### 2.9.1 Réglages

Durant la période de préparation de l'expérience, la calibration des compteurs Cherenkov et des hodoscopes est revue, et éventuellement corrigée, les chambres à dérive sont mises sous tension et ajustées aux valeurs opérationnelles. Le positionnement de tous les détecteurs est vérifié. Plus tard, une collection de données sans champ magnétique ( $\vec{B} = \vec{0}$ ) est effectuée pour déterminer ultérieurement un alignement plus précis des chambres à fils (essentiellement).

#### a) Calibration des Cherenkov

Afin de rejeter le bruit de fond des compteurs Cherenkov (signaux correspondant à moins de deux photo-électrons), la tension de chaque photomultiplicateur est ajustée de telle façon que le seuil de discrimination se situe entre les pics à 1 et 2 photo-électrons. Cette calibration est faite en utilisant les diodes électroluminescentes (LED) installées dans chaque compteur. Alimentées par un générateur d'impulsion, les diodes permettent de simuler le passage des particules dans les compteurs et de reproduire ainsi les bonnes distributions d'amplitudes.

#### b) Calibration des Hodoscopes et du détecteur de multiplicité

Avant l'assemblage des détecteurs du DLS, les photomultiplicateurs des hodoscopes ont été individuellement alimentés par des tensions croissantes jusqu'à ce qu'ils fournissent une bonne efficacité de détection. Ce procédé appelé "*plateauing*" consiste à mesurer en fonction de la tension d'alimentation et pendant un intervalle de temps fixe le nombre de coïncidences entre l'élément d'hodoscope à calibrer et deux scintillateurs placés de part et d'autre de celui-ci (voir figure 2.13).

La tension d'opération est fixée à une valeur pour laquelle le taux de coïncidence mesuré atteint son maximum, (typiquement 50 à 100 V environ au dessus du début du plateau). Un exemple de courbe obtenue est montré par la figure 2.14. Le réajustement de cette tension a lieu avant chaque expérience en utilisant une source  $\beta$  et en faisant varier la tension de  $\pm 50$  de la valeur nominale jusqu'à ce qu'on observe un signal de bonne qualité sur l'oscilloscope. Les tensions typiques des hodoscopes sont entre 1450 et 1600 V.

Les 96 segments scintillants du détecteur de multiplicité ont été individuellement calibrés suivant le même procédé que les hodoscopes. Les tensions retenues se situent entre 1400 et 1500 V.

#### c) Chambres à Dérive

Au début de chaque période d'expérience, les chambres à dérive sont progressivement alimentées jusqu'à ce qu'elles atteignent les tensions optimales respectives. La tension d'alimentation est un facteur déterminant de l'efficacité des chambres à dérive. L'efficacité peut être déterminée en utilisant un compteur à scintillation mobile placé parallèlement aux plans de fils et une source  $\beta$  de Strontium  $Sr90$  fournissant des électrons. L'efficacité de la chambre (pour une tension donnée) est alors donnée par

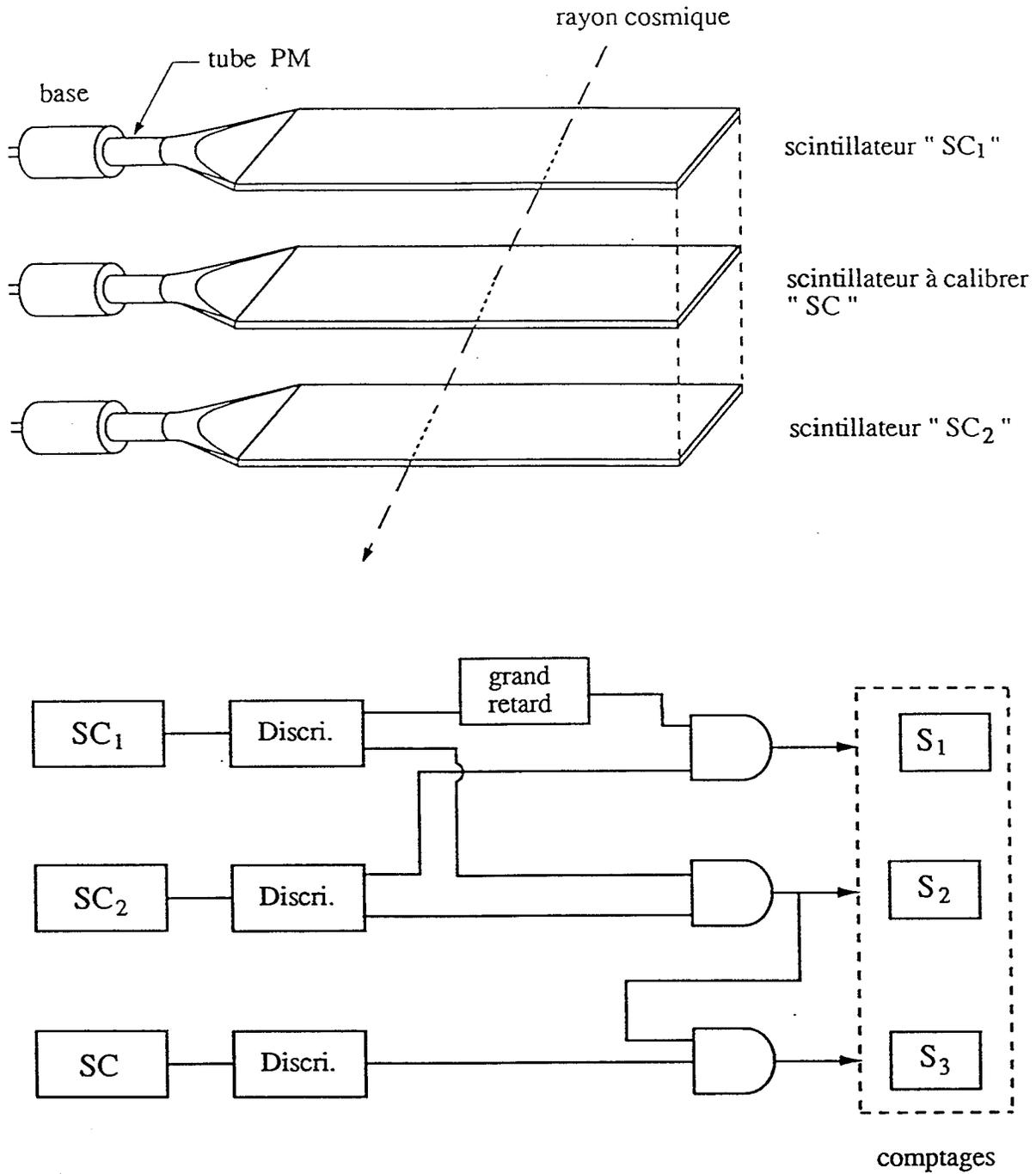


Figure 2.13: Dispositif expérimental et montage électronique associés à la calibration d'un élément d'hodoscope.

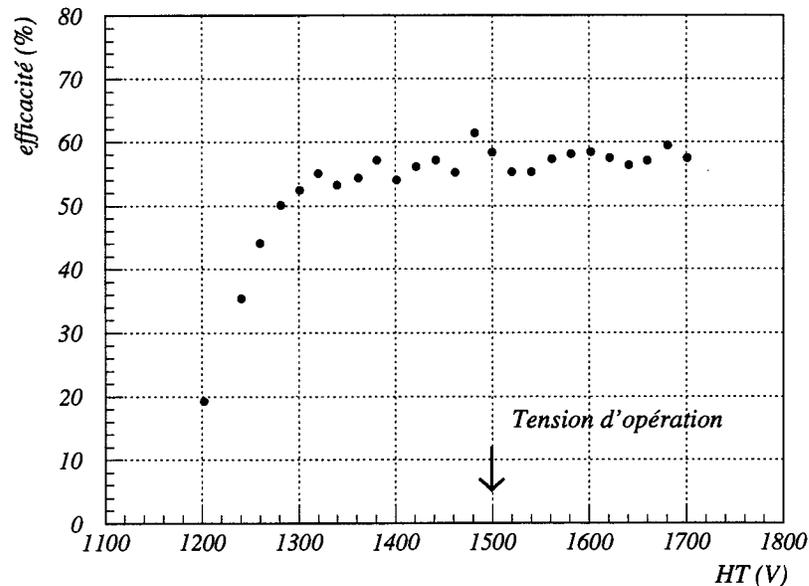


Figure 2.14: Courbe de calibration d'un hodoscope.

le rapport entre le nombre de traces simples observées et le nombre de déclenchements. Ces réglages sont repris avec le faisceau sur la cible et avec un trigger électron dans chaque bras. La tension d'opération est celle pour laquelle un maximum d'efficacité est atteint sans augmentation importante du bruit de fond.

### 2.9.2 Contrôles en Cours d'Expérience

Durant toute la période d'acquisition des données, les performances du spectromètre doivent être régulièrement surveillées, pour corriger tout fonctionnement anormal des détecteurs qui pourrait diminuer l'efficacité de l'expérience. Ainsi plusieurs grandeurs (ADC, TDC, taux de comptage...) pour chaque détecteur sont portées sur des histogrammes et visualisées tout au long de l'acquisition. En outre la symétrie droite/gauche est examinée en suivant l'évolution du rapport des taux de comptage enregistrés par les compteurs du bras droit et ceux du bras gauche respectivement.

### a) Compteurs Cherenkov

La figure 2.15 montre la distribution brute ADC correspondant à un segment Cherenkov. Le premier pic est le piédestal et l'épaule qui suit correspond à la traversée d'un seul électron. Un exemple de distribution TDC est montré par la figure 2.16. Dix canaux TDC correspondent à une nanoseconde. Le signal apparaît clairement sur le bruit de fond.

La figure 2.17 donne les distributions du nombre de coups enregistrés par chaque cellule des compteurs Cherenkov avant et arrière du bras droit et du bras gauche. Les éléments plus proches de la direction du faisceau ont les taux de comptages les plus élevés, alors que les plus loin enregistrent les taux les plus faibles. L'examen de ce genre de figure permet une vérification de la position du faisceau sur la cible en étudiant la symétrie droite-gauche.

### b) Hodoscopes et détecteur de multiplicité

Un exemple de distribution ADC correspondant à un segment hodoscope est montré par la figure 2.18. Le premier pic est dû au piédestal, le second correspond à des particules au minimum d'ionisation. La figure 2.19 montre une distribution des TDC. Dix canaux correspondent à une nanoseconde. Les distributions du nombre de coups enregistrés par chaque segment des hodoscopes avant et arrière des deux bras sont données par la figure 2.20. La symétrie droite-gauche est nettement observée plus à l'arrière qu'à l'avant. La symétrie haut-bas dans les hodoscopes RH2 et LH2 est très satisfaisante.

Le fonctionnement du détecteur de multiplicité est contrôlé en visualisant sur écran les distributions ADC et TDC de ses segments scintillants.

### c) Chambres à Dérive

Pour examiner l'efficacité des chambres à dérive, nous associons à chaque plan de fils sensibles (42 plans au total) une distribution du taux de comptage en fonction du numéro de fil. De telles distributions permettent de localiser les canaux manquants ou présentant un bruit de fond excessif. Les cartes correspondantes sont alors vérifiées et parfois remplacées. Les distributions des TDC fournissent également une vérification du fonctionnement et du bruit de fond. La figure 2.21 montre une distribution du nombre de coups enregistrés par le plan  $LD2X'N$ . Un exemple de distribution TDC

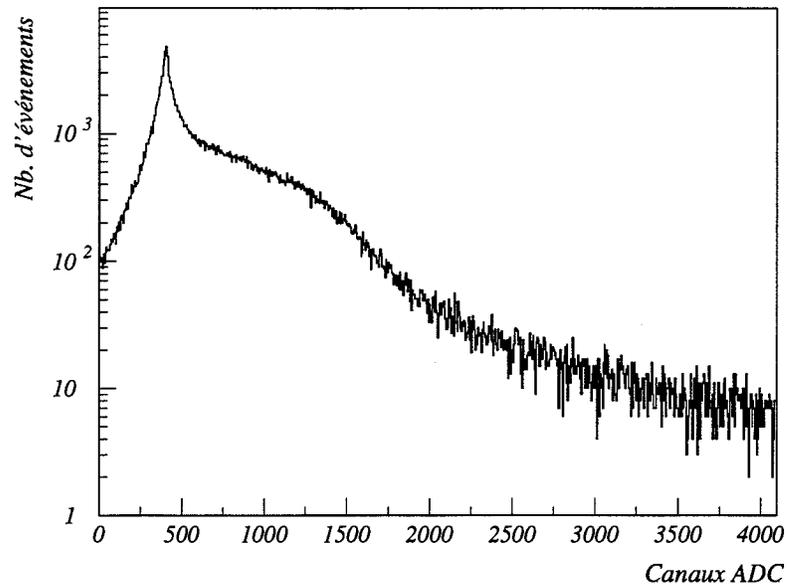


Figure 2.15: Distribution brute ADC correspondant à un élément Cherenkov (LC1.1).

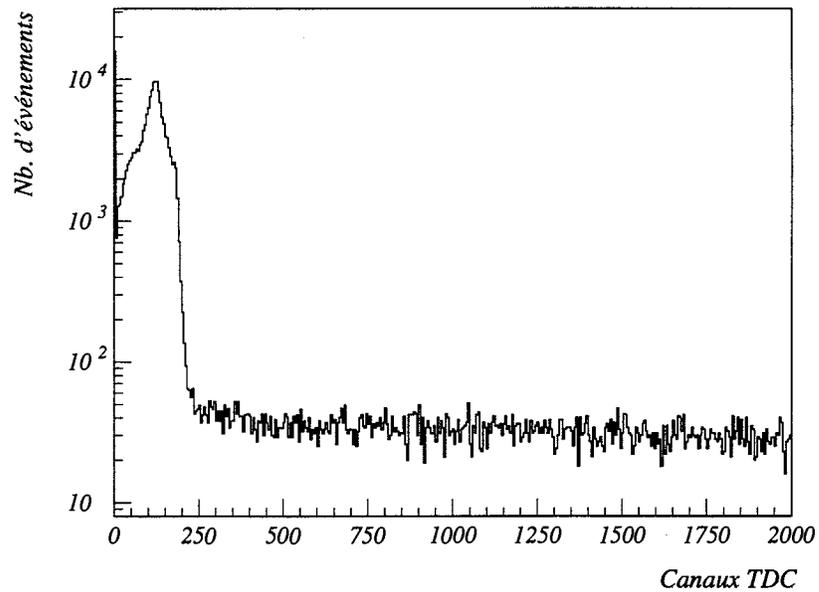


Figure 2.16: Distribution TDC correspondant à un élément Cherenkov (RC1.1).

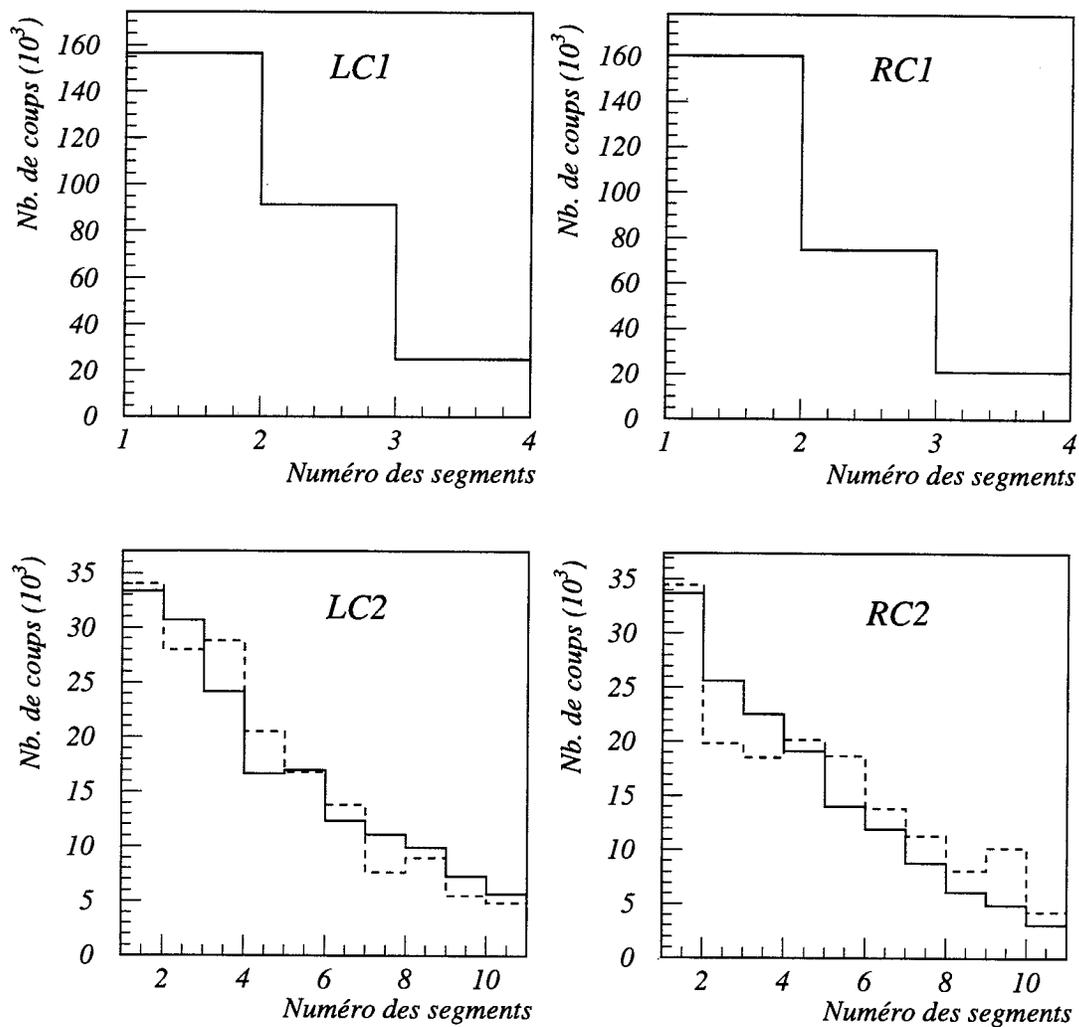


Figure 2.17: Distributions du nombre de coups enregistrés par chaque cellule des compteurs Cherenkov des deux bras : gauche LC1-LC2, droit RC1-RC2, C1 à l'avant, C2 à l'arrière. Pour les compteurs arrières, les histogrammes en trait plein et en trait pointillé correspondent à la rangée inférieure et à la rangée supérieure de miroirs, respectivement.

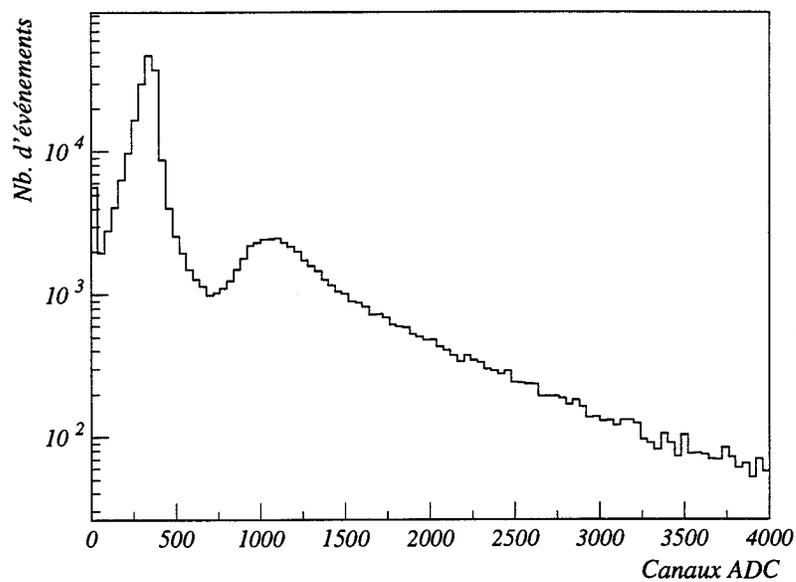


Figure 2.18: Distribution ADC correspondant à un élément d'hodoscope (LH2B4).

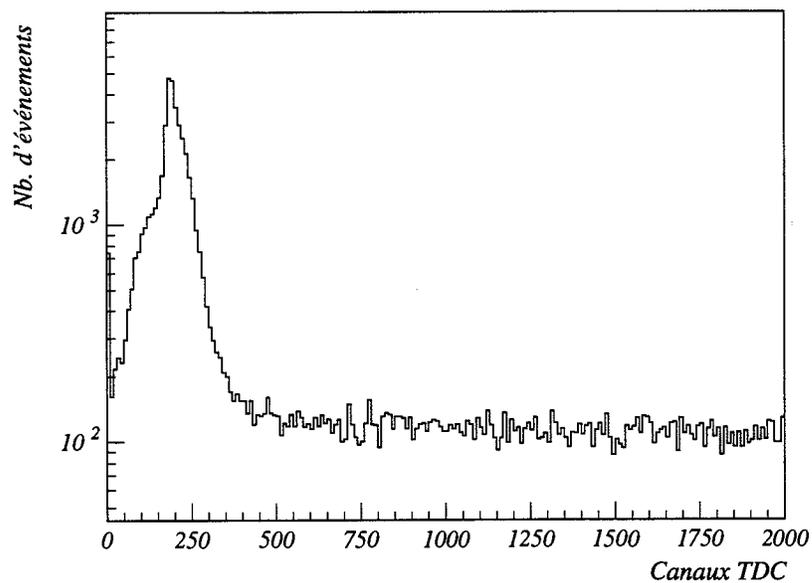


Figure 2.19: Distribution TDC correspondant à un élément d'hodoscope (LH2B4).

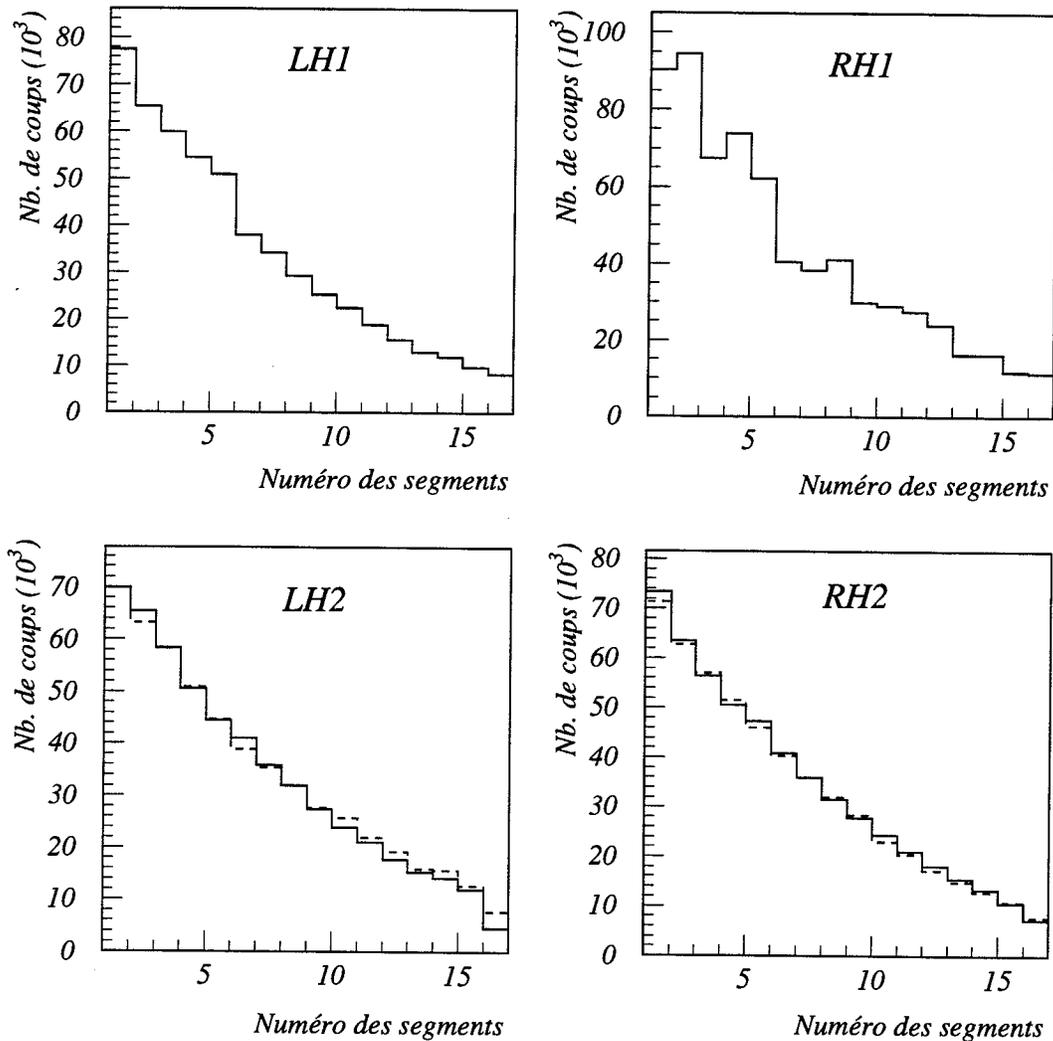


Figure 2.20: Distributions du nombre de coups enregistrés par chaque segment d'hodoscope des deux bras : H1 avant, H2 arrière, LH1-LH2 bras gauche, RH1-RH2 bras droit. Pour les hodoscopes arrières, les histogrammes en trait plein et en trait pointillé correspondent à la rangée inférieure et à la rangée supérieure de photomultiplicateurs, respectivement.

est donnée par la figure 2.22.

#### d) Rapport Cible Pleine/Cible vide

Pour chaque combinaison d'orientation des champs magnétiques, quelques mesures avec cible "vide" (cible éloignée du faisceau) sont effectuées. La contribution du bruit de fond lié à l'environnement de la cible est estimée par le rapport des taux normalisés d'événements en cible pleine et cible vide :

$$\frac{[Pretriggers/IC]_{cible\ pleine}}{[Pretriggers/IC]_{cible\ vide}} \quad (2.6)$$

Le nombre de prétriggers est rapporté au comptage (non corrigé du temps mort de l'ordinateur) fourni par la chambre d'ionisation et noté  $IC$ .

Le tableau 2.3 donne ce rapport pour les quatre configurations de polarités des champs magnétiques.

Polarités des Aimants $B_L B_R$	Rapport Cible pleine/Cible vide
- +	58
+ -	52
+ +	54
- -	17

Tableau 2.3: Rapport cible pleine/cible vide pour chaque configuration de polarités des champs magnétiques.  $B_L$  et  $B_R$  représentent le dipôle du bras gauche et celui du bras droit respectivement.

On peut noter que ce rapport est assez élevé sauf pour la dernière configuration. La valeur médiocre de ce rapport, pour la configuration (- -), est liée à la qualité du faisceau et aux conditions propres à chaque mesure. S. Beedoe (BEE91) a observé la même chose, lors de l'analyse des données  $Nb - Nb$  à 1.05 GeV/A, mais pour la configuration (+ -). Compte tenu des valeurs, il n'y a d'ailleurs pas eu lieu de corriger les résultats physiques que nous présenterons ultérieurement.

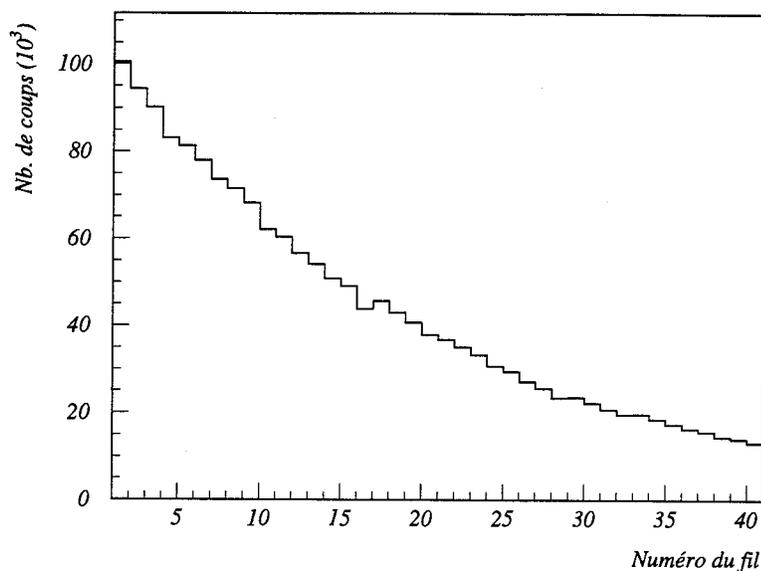


Figure 2.21: Distribution du nombre de coups enregistré par le plan  $LD2X'N$  en fonction du numéro du fil. Cette distribution ne fait apparaître aucun fil défectueux.

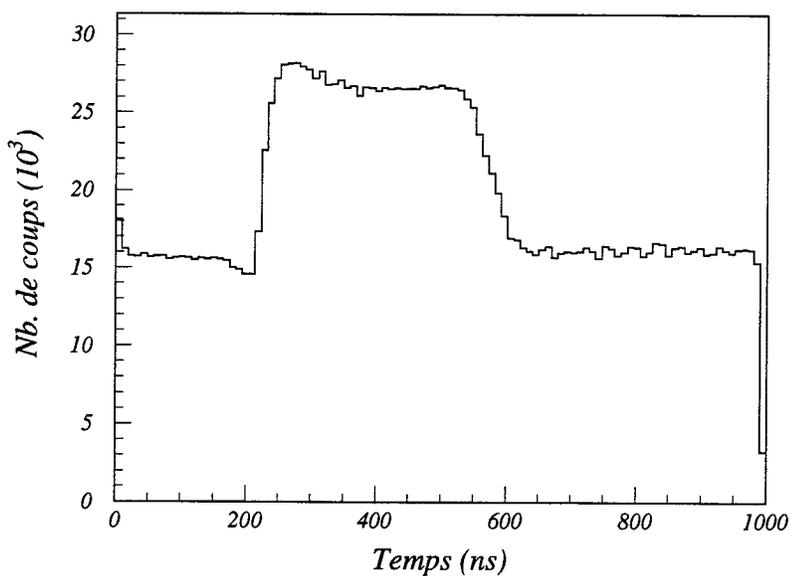


Figure 2.22: Distribution TDC d'un plan de chambre à dérive. Le fond continu correspond au bruit de fond d'impulsions fortuites. Le signal apparaît clairement sur le bruit de fond.

# Chapitre 3

## Traitement des Données

Dans le chapitre 2 nous avons vu que l'aquisition des données est déclenchée si au moins un électron ou un positron traverse les deux Cherenkov et les deux hodoscopes de chaque bras du DLS. Ce trigger qui n'est pas très sélectif, était choisi pour augmenter l'efficacité de l'expérience. Ainsi après collection des données, nous nous trouvons devant un énorme lot d'événements qui ne contient qu'une petite fraction de vraies paires. L'objectif des programmes d'analyse est d'extraire cette fraction d'événements (signal di-électron) du bruit de fond constitué de particules diverses produisant de façon fortuite un trigger dilepton et de calculer la section efficace de production des di-électrons.

La première étape de la procédure consiste à calibrer et optimiser les ADC et les TDC des détecteurs. Ensuite, une analyse rapide des données enregistrées, utilisant des coupures larges en ADC, TDC et TOF, et la topologie des segments d'hodoscopes et de Cherenkov touchés permet, une première réduction de la quantité d'événements. Ce processus est appelé "sifting". La troisième étape est une analyse complète comprenant notamment la reconstruction des trajectoires à l'aide des informations des chambres à dérive. Finalement, la section efficace est calculée en fonction des trois variables cinématiques  $M$ ,  $p_t$  et  $y$  (masse, moment transverse et rapidité) après prise en compte des efficacités des détecteurs, des coupures introduites dans l'analyse, et de l'acceptance du spectromètre.

Dans le présent chapitre nous allons discuter plus en détail ces différentes étapes.

## 3.1 Calibration

La procédure consiste à déterminer la position du piédestal et celle du pic correspondant à la perte d'énergie d'une particule au minimum d'ionisation pour toutes les voies ADC associées aux segments des hodoscopes et du détecteur de multiplicité. Pour les voies ADC associées aux compteurs Cherenkov, il y a lieu de déterminer le piédestal et la position du pic correspondant au passage d'un électron. Afin d'avoir une mesure absolue du temps de vol, le temps de transit propre à chaque voie TDC et correspondant au retard dû à la chaîne de mesure (photomultiplicateur, discriminateur, cables), est obtenu au cours de cette première phase.

Dans l'analyse que nous avons effectuée, nous avons porté notre effort en particulier sur la correction du temps de vol pour un effet appelé "time slewing", distorsion de la distribution temps-amplitude et glissement de la référence temporelle. Nous avons aussi constaté et corrigé un effet de température sur la réponse des circuits ADC.

### 3.1.1 Calibration des TDC

Un des problèmes rencontrés dans la mesure de temps est le "time slewing". Le "time slewing" ou "time walk" correspond à la variation du temps de retard entre le déclenchement et la formation du signal de sortie résultant de la discrimination du signal d'entrée. Cette variation est due à plusieurs facteurs. La fluctuation en amplitude des signaux, produit un "time slewing" à l'entrée du TDC. La figure 3.1 montre des distributions des ADC en fonction des TDC de deux compteurs Cherenkov avant. La corrélation qui apparaît résulte du type de discriminateur utilisé. Elle est expliquée par la dépendance de l'instant du déclenchement sur l'amplitude du signal d'entrée du discriminateur. Ceci affecte la résolution en temps de vol. Ainsi une correction de "slewing" est introduite dans le programme d'analyse pour calibrer les TDC. Elle consiste à calculer un TDC moyen par petit intervalle de ADC, puis ramener cette valeur moyenne à une valeur constante, par exemple 200, comme indiqué sur la figure 3.1.

Un résultat direct de cette correction est une amélioration d'environ 25% de la résolution en temps. En effet, en calculant le temps de vol entre un segment du

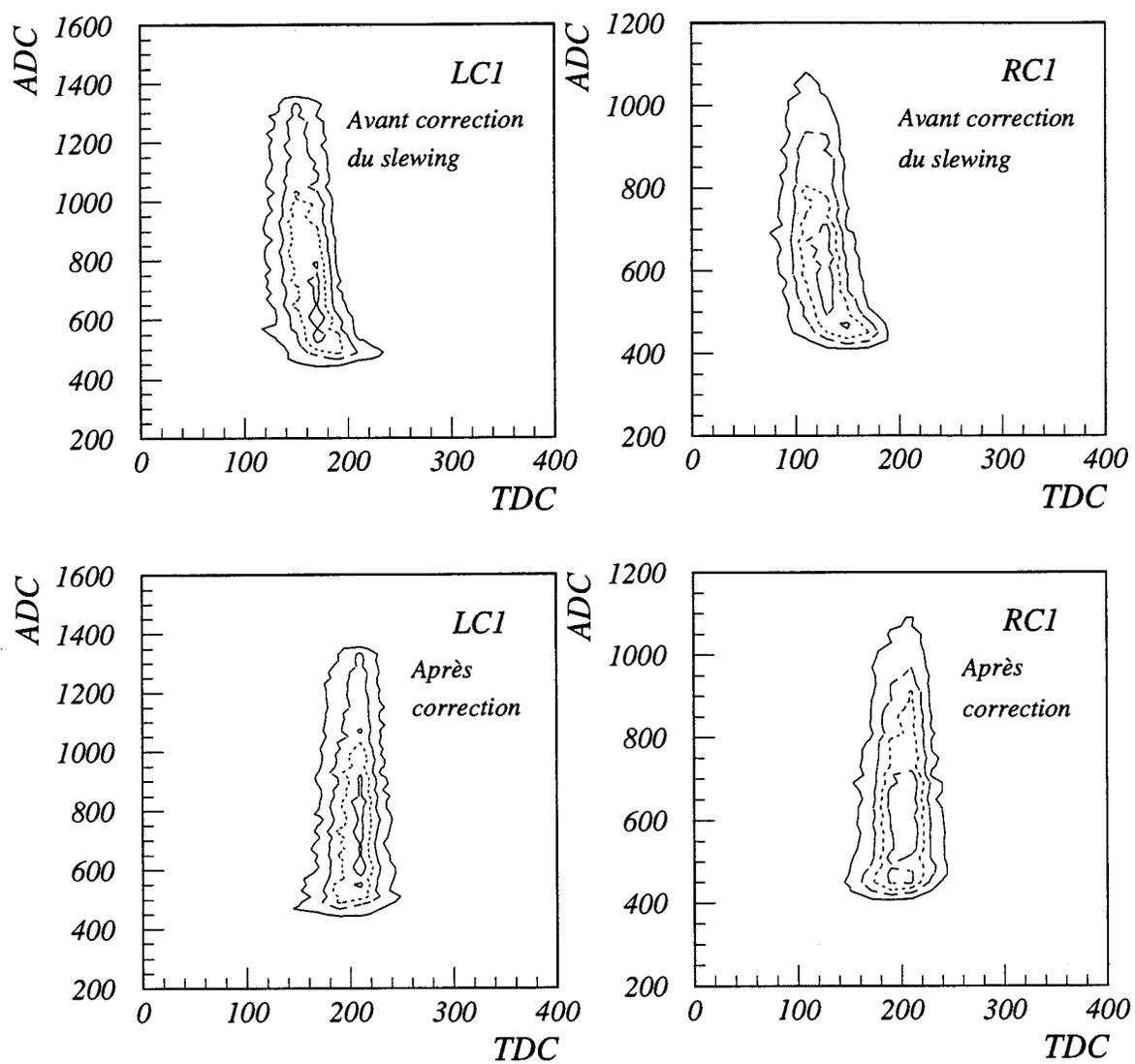


Figure 3.1: Distributions des ADC en fonction des TDC des compteurs Cherenkov LC11 et RC11 avant (haut) et après correction du slewing (bas).

Cherenkov avant et un autre de l'arrière, nous obtenons des distributions moins larges qu'avant correction. Les figures 3.2 et 3.3 montrent les distributions de temps de vol obtenues avant et après correction.

Le temps de calibration propre à chaque voie TDC "offset" correspondant au retard dû à la chaîne de mesure (photomultiplicateur, discriminateur et cables) est calculé de façon à avoir toutes les distributions de temps de vol  $TOF_{ij} = TDC(C1_i) - TDC(C2_j)$  entre le  $i^{eme}$  élément de C1 et le  $j^{eme}$  élément de C2 centrées à zéro. Le calcul de ces "offsets" est obtenu par une méthode de minimisation des positions des pics des distributions de temps de vol.

La même calibration est effectuée pour les hodoscopes (remplacer  $C1_i$  par  $H1_i$  et  $C2_j$  par  $H2_j$ ), mais dans ce cas les valeurs de TDC pour les segments arrière correspondent à la moyenne pour les deux photomultiplicateurs associés à une même latte de scintillateur :

$$TDC(H2_j) = \frac{1}{2}(TDC(H2T_j) + TDC(H2B_j)) \quad (3.1)$$

La correction de "slewing" citée plus haut n'apporte pas d'amélioration lorsqu'elle est appliquée aux hodoscopes. Nous avons alors essayé une autre paramétrisation (BRA76) qui permet de calculer le terme correctif  $\Delta t$  en fonction de  $1/\sqrt{ADC}$ . Cependant des irrégularités dans les distributions TDC en fonction des ADC n'ont pas permis un tel ajustement.

Finalement, les six distributions de temps de vol entre C1, H1, C2 et H2 intégrées sur l'ensemble de leurs segments, sur chaque bras, sont ajustées par des fonctions gaussiennes et leurs moyennes sont prises comme des "offsets" globaux pour les centrer à zéro. La référence de temps pour les deux bras est effectuée sur les deux segments  $LH1_1$  et  $RH1_1$  à droite et à gauche.

### 3.1.2 Calibration des ADC

La normalisation des ADC a lieu après correction de la dérive du piédestal. Cette dérive est due aux variations de température dans la salle de comptage (elle n'a en fait été observée que pendant la campagne de prise de données de mai-juin 1989). Les

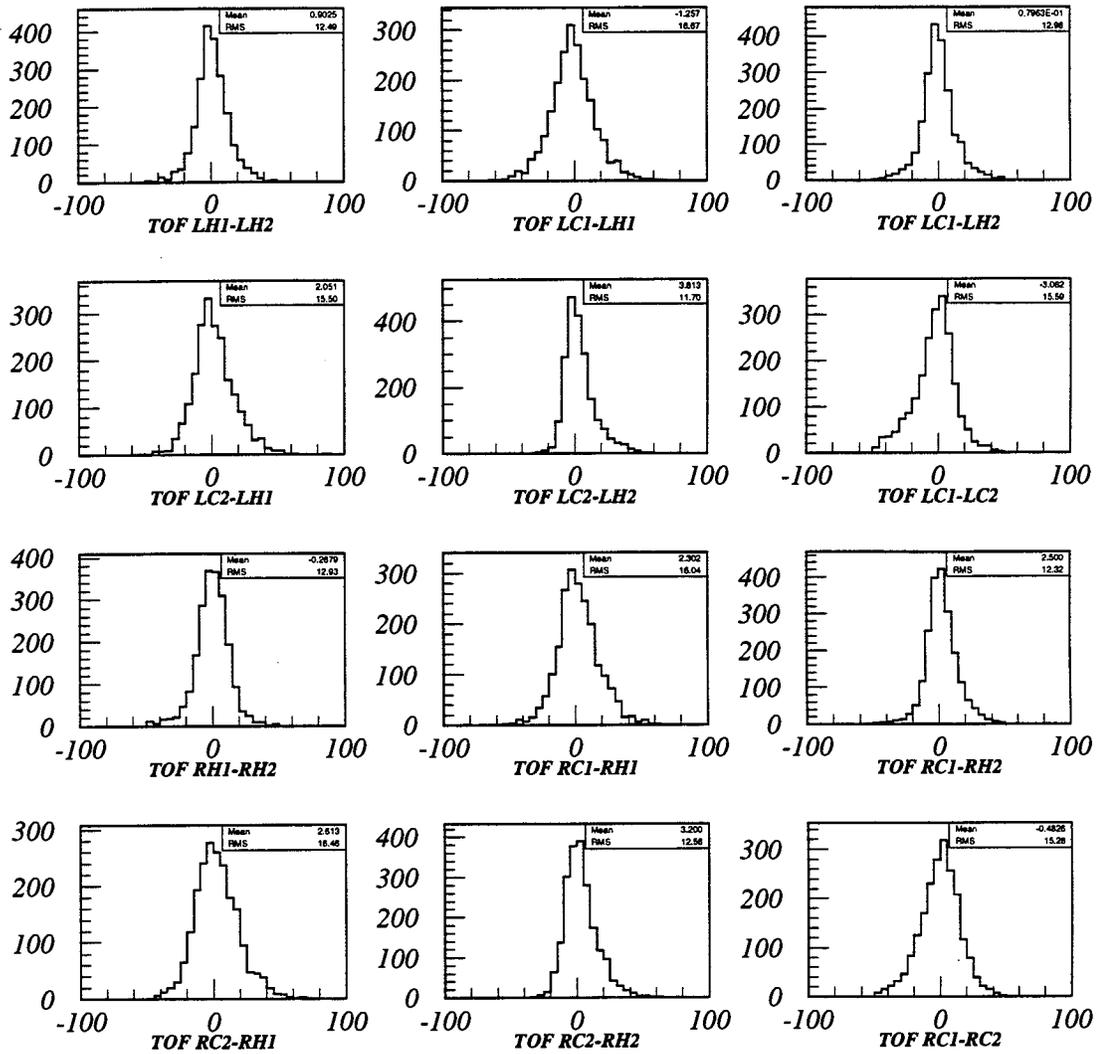


Figure 3.2: Les six distributions de temps de vol sur chaque bras du spectromètre avant la correction du slewing.

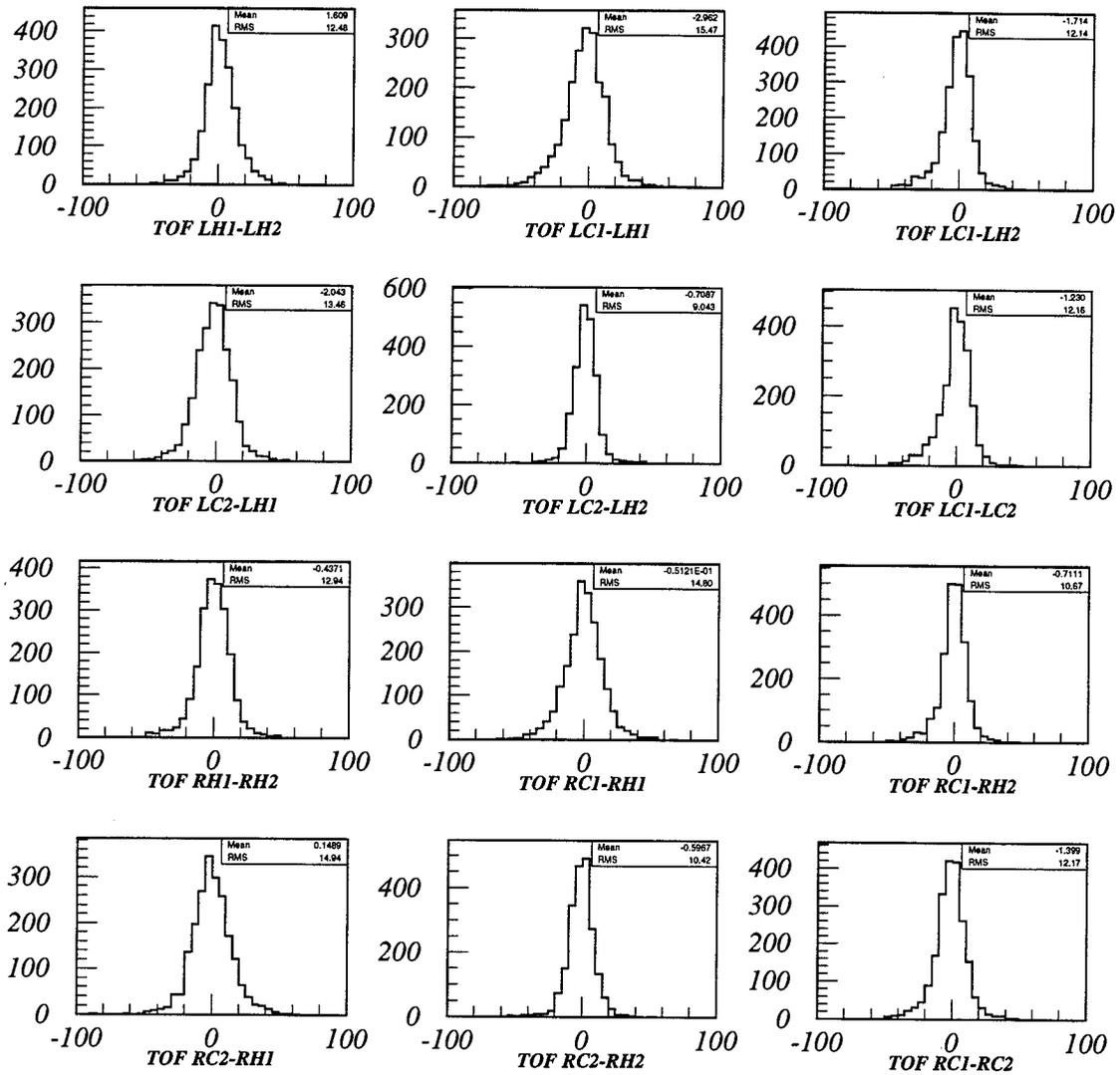


Figure 3.3: Les distributions de temps de vol corrigées pour le slewing.

distributions brutes des ADC, globales et en fonction du numéro du “spill”, montrent clairement l’apparition de ce problème, voir figure 3.4(a). La dérive à gauche du piédestal moyen contribuerait à une perte de bons signaux ADC, qui se retrouveraient au dessous de la valeur basse de la coupure. Pour résoudre ce problème, nous avons étudié la dérive des ADC en fonction du numéro du “spill”, pour les événements qui n’ont pas une valeur TDC. Une correction de cette anomalie consiste à calculer pour chaque dix “spills” consécutifs une valeur moyenne du piédestal, puis prendre comme terme correctif la différence entre cette valeur et la valeur globale moyenne. La figure 3.4(b) montre l’effet de cette correction sur les distributions des ADC, globales et en fonction du numéro de “spill”. La correction n’est pas parfaite mais elle améliore sensiblement les distributions.

Les distributions ADC des Cherenkov ont été ajustées à des fonctions gaussiennes dans la région du pic. Pour un lot d’événements à seul électron traversant (“single electron traversal” SET), la moyenne de la distribution ADC correspond à une production de  $7 \pm 1$  photoélectrons. Les ADC de tous les Cherenkov sont calibrés de façon que la valeur normalisée corresponde au passage d’un seul électron selon :

$$EADC(C_i(j)) = \frac{ADC(C_i(j)) - Ped(C_i(j))}{SPE(C_i(j)) - Ped(C_i(j))} \quad (3.2)$$

où  $ADC(C_i(j))$  est l’ADC brut du  $j^{eme}$  segment du Cherenkov  $i$  ( $i = 1, 2$  avant ou arrière).  $Ped$  et  $SPE$  sont respectivement le piédestal et la position du pic correspondant à la lumière produite par un seul électron. La figure 3.5(a) montre des distributions des ADC normalisés des Cherenkov avant et arrière. La coupure haute apparaît sur les spectres.

La normalisation des distributions ADC des hodoscopes est effectuée de façon similaire, grâce à la position du pic de perte d’énergie des particules au minimum d’ionisation ( $ADC_{xmean}$ ). Pour le  $i^{eme}$  élément de l’hodoscope avant H1 on a :

$$EADC(H1_i) = \Delta E \frac{ADC(H1_i) - Ped(H1_i)}{ADC_{xmean}(H1_i) - Ped(H1_i)} \quad (keV) \quad (3.3)$$

Pour l’hodoscope arrière, remplacer H1 par H2.  $\Delta E$  correspond approximativement à l’énergie moyenne perdue dans un segment de scintillateur, 500 keV à l’avant

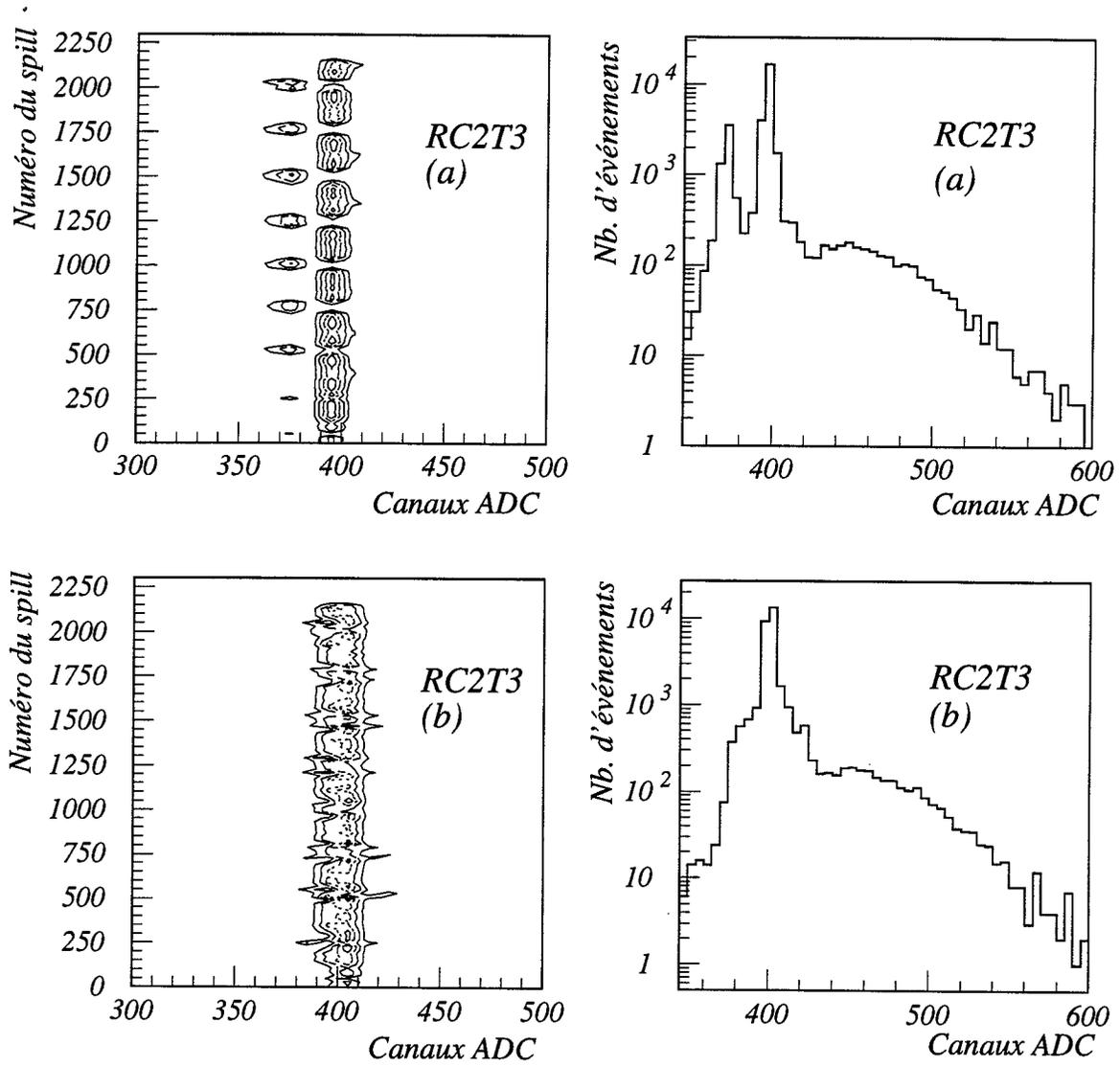


Figure 3.4: Distribution des ADC bruts et des ADC en fonction du spill. (a) : Avant la correction de la dérive du piédestal. (b) : Après avoir fixé la dérive du piédestal.

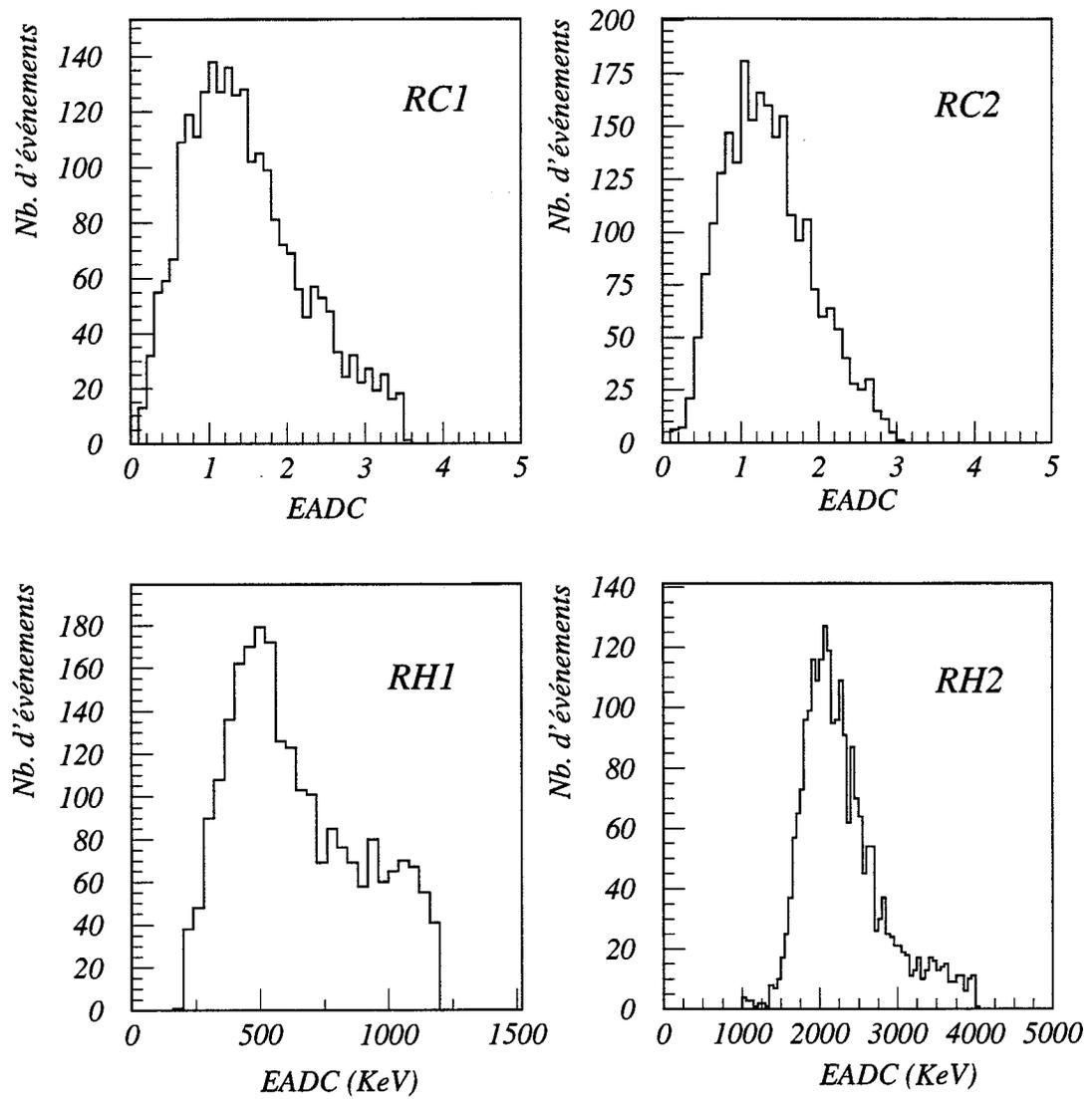


Figure 3.5: Exemple de distributions des ADC normalisés. (haut) : Cherenkov avant et arrière. (bas) : Hodoscopes avant et arrière.

et 2000 keV à l'arrière.

Pour une meilleure collection de la lumière, chaque segment de l'hodoscope arrière H2 est vu par deux photomultiplicateurs H2T et H2B situés aux extrémités (haut et bas) du scintillateur. La résolution est alors améliorée en combinant les signaux calibrés des deux photomultiplicateurs H2T et H2B selon la formule :

$$EADC(H2_i) = \sqrt{EADC(H2T_i) \times EADC(H2B_i)} \quad (keV) \quad (3.4)$$

Ceci permet de compenser l'effet d'atténuation exponentielle de la lumière et par conséquent la dépendance en position du point d'impact de la particule traversant le scintillateur. La figure 3.5(b) montre une distribution des ADC normalisée et sommée sur tous les segments de l'hodoscope avant H1 et de l'hodoscope arrière H2 du bras droit. La coupure haute apparaît sur les spectres.

## 3.2 Reconstruction des Trajectoires

Rappelons ici que l'objectif du programme d'analyse est d'extraire le signal d'électron de l'énorme bruit de fond qui l'accompagne. Cette extraction commence par une réduction des données enregistrées sur bandes magnétique et le nouvel échantillon d'événements est transféré sur disque. Ce procédé appelé "sifting" est basé sur un mode de sélection des candidats bons événements appelé "Quasi-Tracking". L'échantillon réduit est ensuite traité avec reconstruction complète des traces en utilisant les informations des chambres à dérive, cette dernière phase étant appelée "Tracking"

### 3.2.1 Prétraitement des Données

Après la calibration et la normalisation des signaux ADC et TDC des détecteurs intervenant dans le déclenchement électronique "trigger", un prétraitement des données permet de réduire la totalité des données brutes à un niveau plus maniable, en rejetant les mauvais événements (environ 86%), par "sifting". Dans cette analyse, chaque bras du DLS doit avoir au moins une trace probable d'électron, appelée "quasi-track". Une "quasi-track" est définie lorsque les signaux des ADC et des TDC des détecteurs

correspondent bien au domaine optimisé pour les électrons. Toutefois des coupures assez larges sont utilisées afin de ne pas perdre de bons événements. Le "Quasi-Tracking" commence par une recherche des éléments touchés  $H1_i$  et  $H2_j$  des deux hodoscopes et  $C1_k$  et  $C2_l$  des deux Cherenkov. Pour chacune des six combinaisons de détecteurs, le temps de vol calculé à partir de leurs TDC doit correspondre à celui optimisé pour l'électron. Ensuite un calcul basé sur les positions de ces éléments touchés permet une reconstruction approchée des trajectoires (puisqu'il ne fait pas intervenir les chambres à dérive). Chaque trajectoire est composée de deux parties (avant et après l'aimant) raccordées dans le plan central du dipôle magnétique, voir figure 3.6. Le premier segment est obtenu à l'aide de lignes droites s'appuyant sur les bords de la cible et les bords de l'élément  $H1_i$ . Ces lignes droites sont prolongées jusqu'au plan de symétrie du dipôle où elles définissent deux points à partir desquels on construit la deuxième partie de la trajectoire en s'appuyant sur les bords du segment  $H2_j$ . L'angle formé par les deux segments doit satisfaire la condition de courbure maximale dans le dipôle pour un champ de 0.15 T. Cette condition est traduite dans l'algorithme par la coupure ( $-5 \leq i - j \leq 5$ ) sur la différence entre les indices  $i$  et  $j$  des lattes  $H1_i$  et  $H2_j$  touchées. Toutes ces conditions ont été introduites pour rejeter les mauvais événements avant de passer à la reconstruction complète des traces qui nécessite un temps de calcul sur ordinateur assez élevé.

Le "Quasi-Tracking" permet aussi d'augmenter l'efficacité de sélection des vraies paires d'électrons et de diminuer la contribution du bruit de fond. Par exemple, les paires venant de la désintégration Dalitz ou de la conversion interne (processus de Bethe-Heitler) ont des petites ouvertures angulaires, et il est très probable que les électrons de ces paires traversent le même segment d'hodoscope ou de compteur Cherenkov et fournissent un signal plus important dans les photomultiplicateurs. Les coupures en amplitude introduites dans le "Quasi-Tracking" permettent de rejeter de tels événements.

Après le "Quasi-Tracking" l'ensemble des événements est réduit à des traces probables prêtes à la reconstitution complète.

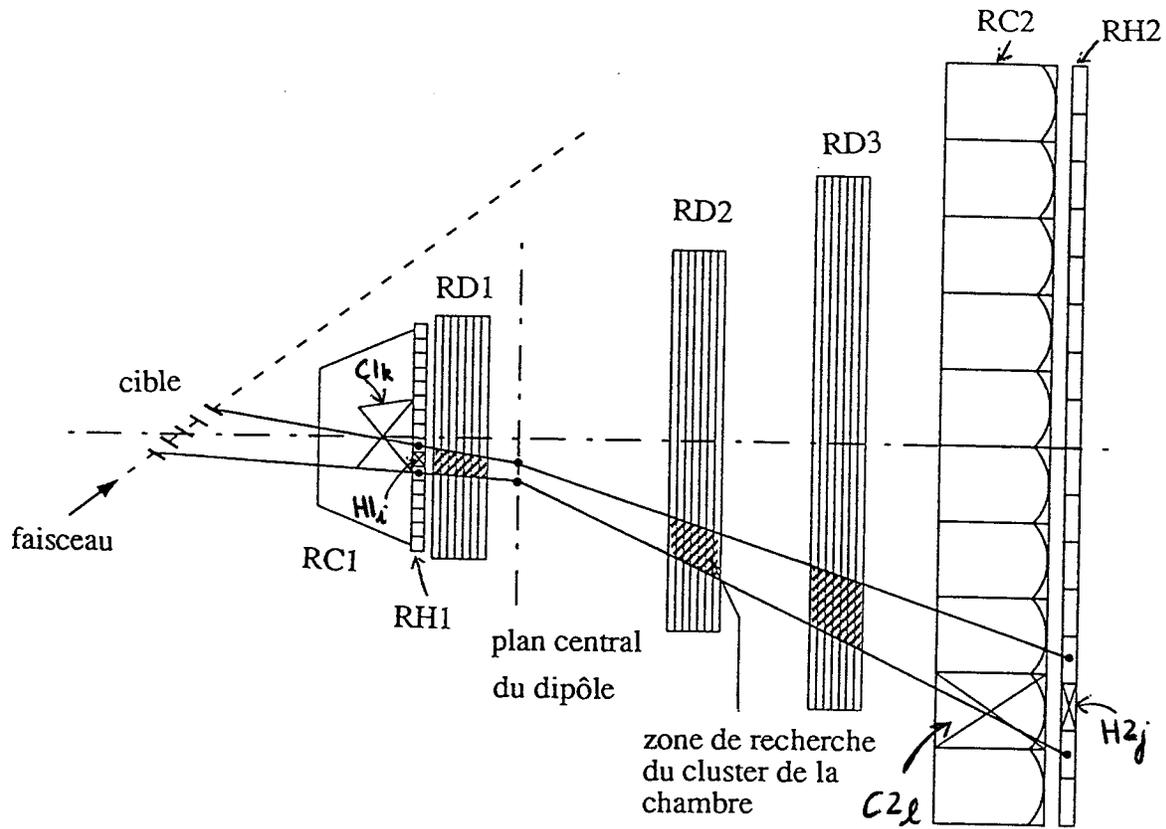


Figure 3.6: Illustration de la construction des traces probables (quasi-trace) dans un bras du spectromètre.

### 3.2.2 Reconstruction des Trajectoires "Tracking"

Le programme de la reconstruction des trajectoires par bras "Tracking" est basé sur les informations des traces probables et des signaux délivrés par les fils des trois chambres. Il commence par une recherche des fils sensibles touchés dans une région délimitée par la "quasi-track". Un fil est dit touché si son TDC brut est dans la gamme  $\sim 180 - 700$  (ns). Cet intervalle est préalablement déterminé à partir des distributions des TDC brutes des chambres à fils (voir figure 2.22). Rappelons qu'il y a sept plans de fils sensibles par chambre. Pour réduire la probabilité de reconstruire dans les chambres, de faux points qui ne correspondent pas à de vraies particules, un nombre minimum de quatre plans touchés est exigé. Si cette condition est réalisée, le programme cherche à reconstruire un point "cluster" dans la chambre correspondante, défini par ses coordonnées  $(x, y)$  dans le plan médian. Il est obtenu par un ajustement d'un segment de droite, en utilisant la méthode des moindres carrés. L'équation d'une droite dans l'espace est donnée par :

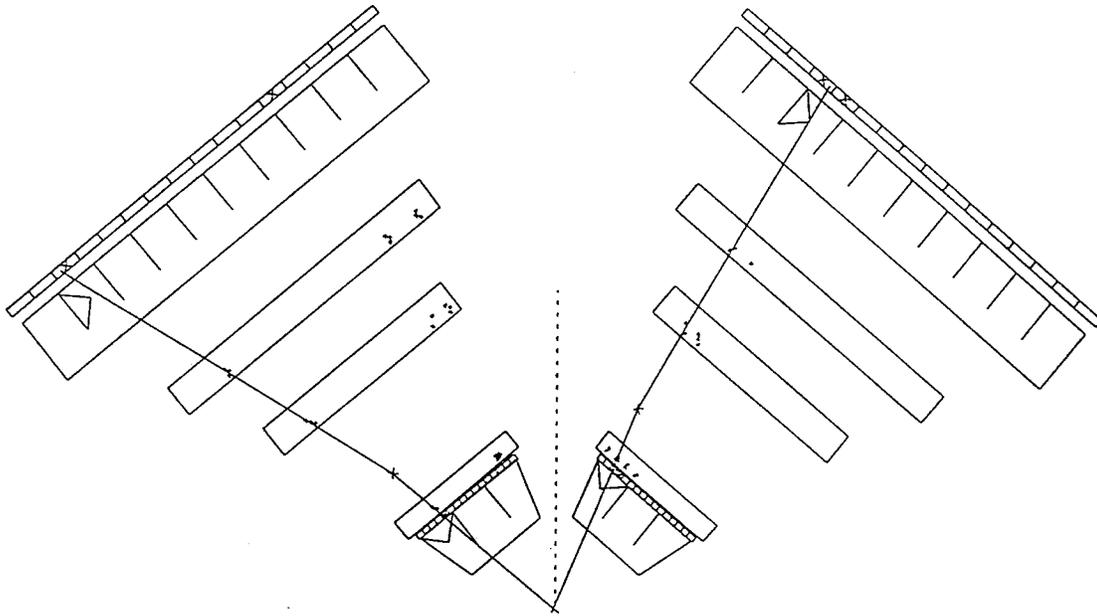
$$x = A_x \cdot z + x_o \quad (3.5)$$

$$y = A_y \cdot z + y_o \quad (3.6)$$

où  $A_x, A_y, x_o$  et  $y_o$  sont quatre paramètres. La coordonnée  $z$  du cluster est égale à la position  $z_4$  du quatrième plan de la chambre considérée. La reconstruction de la trajectoire dans un bras ne peut être poursuivie que dans le cas où il y a au moins un "cluster" par chambre. S'il y en a plusieurs, toutes les combinaisons possibles sont alors utilisées. La trajectoire dans le plan de déviation du champ magnétique (XOZ) peut être décomposée en deux segments de droite et un arc de cercle dû à la courbure dans le champ magnétique. Un premier segment ajusté sur les clusters des deux dernières chambres DC2 et DC3 permet de définir le point de sortie  $S(x, y, z)_s$  du champ magnétique. Le point d'entrée  $E(x, y, z)_e$  est reconstruit à partir de l'arc de cercle passant par le cluster de la chambre DC1. Le second segment permet de reconstruire le point d'entrée dans le champ magnétique et le vertex par la distance minimale d'approche à la ligne de faisceau. Des courbures sur le  $\chi^2$  et le vertex sont imposées pour choisir la meilleure trace parmi toutes les combinaisons. La figure 3.7

montre une trace reconstruite dans chaque bras.

Left & right arm top view



Trigger: 1

Run # 1242 Event #: 12332

scale 1/30

Figure 3.7: Exemple d'une trace reconstruite dans chaque bras.

Dans l'analyse ci-dessus, la trajectoire dans le champ magnétique est reconstruite dans "l'approximation du champ carré" qui fournit le rayon de courbure du cercle dans le plan de déviation. La rigidité magnétique  $p/Z$  est ensuite obtenue à partir du rayon de courbure  $R$  selon la formule :

$$p/Z = e \cdot R \cdot B \quad (3.7)$$

où  $Z$  est le nombre de charges de la particule,  $e$  la charge élémentaire et  $B$  le champ magnétique. Le sens de déviation de la trajectoire permet de déterminer le signe de la charge de la particule. Une coupure sur l'impulsion des électrons (0.05 à 2 GeV/c) est imposée par la valeur d'opération du champ magnétique (0.15 T). En effet les électrons ayant une impulsion  $p \leq 0.05$  GeV/c sont balayés par le champ, et la résolution de la reconstruction est très mauvaise au dessus de 2 GeV/c.

En dernier ressort, les trajectoires reconstruites sont reprises à l'aide des cartes de champ magnétique pour obtenir une valeur plus précise de l'impulsion. Il se trouve d'ailleurs que l'amélioration de la précision n'est pas très significative compte tenu de la diffusion multiple et de la résolution limitée des chambres.

Le vertex  $V(x, y, z)$  d'une seule trace reconstruite dans un bras du spectromètre est défini à partir de la distance minimale d'approche de la ligne de faisceau. Des coupures sur la coordonnée  $z$ , et la distance  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$  sont introduites pour éliminer les particules qui ne proviennent pas de la cible.

Le vertex  $V(X_v, Y_v, Z_v)$  du dilepton est défini à partir de la distance minimale d'approche entre les deux traces reconstruites dans chaque bras, et il est calculé comme le point médian des deux points correspondants  $V_R(x_R, y_R, z_R)$  et  $V_L(x_L, y_L, z_L)$  sur chacune des traces :

$$X_v = \frac{1}{2}(x_R + x_L) \quad (3.8)$$

$$Y_v = \frac{1}{2}(y_R + y_L) \quad (3.9)$$

$$Z_v = \frac{1}{2}(z_R + z_L) \quad (3.10)$$

La figure 3.8 montre les distributions de vertex  $X_v$ ,  $Y_v$ ,  $Z_v$  et  $R_v = \sqrt{X_v^2 + Y_v^2}$  (distance à l'axe  $OZ$  du faisceau) des dileptons reconstruits. On peut noter que la largeur de la distribution  $X_v$  est relativement plus grande par rapport à celle de la distribution  $Y_v$ . Ceci est dû à la courbure des trajectoires dans les dipôles magnétiques. La distribution  $Z_v$  a une largeur qui correspond plus ou moins à la distance entre les deux segments extrêmes de la cible.

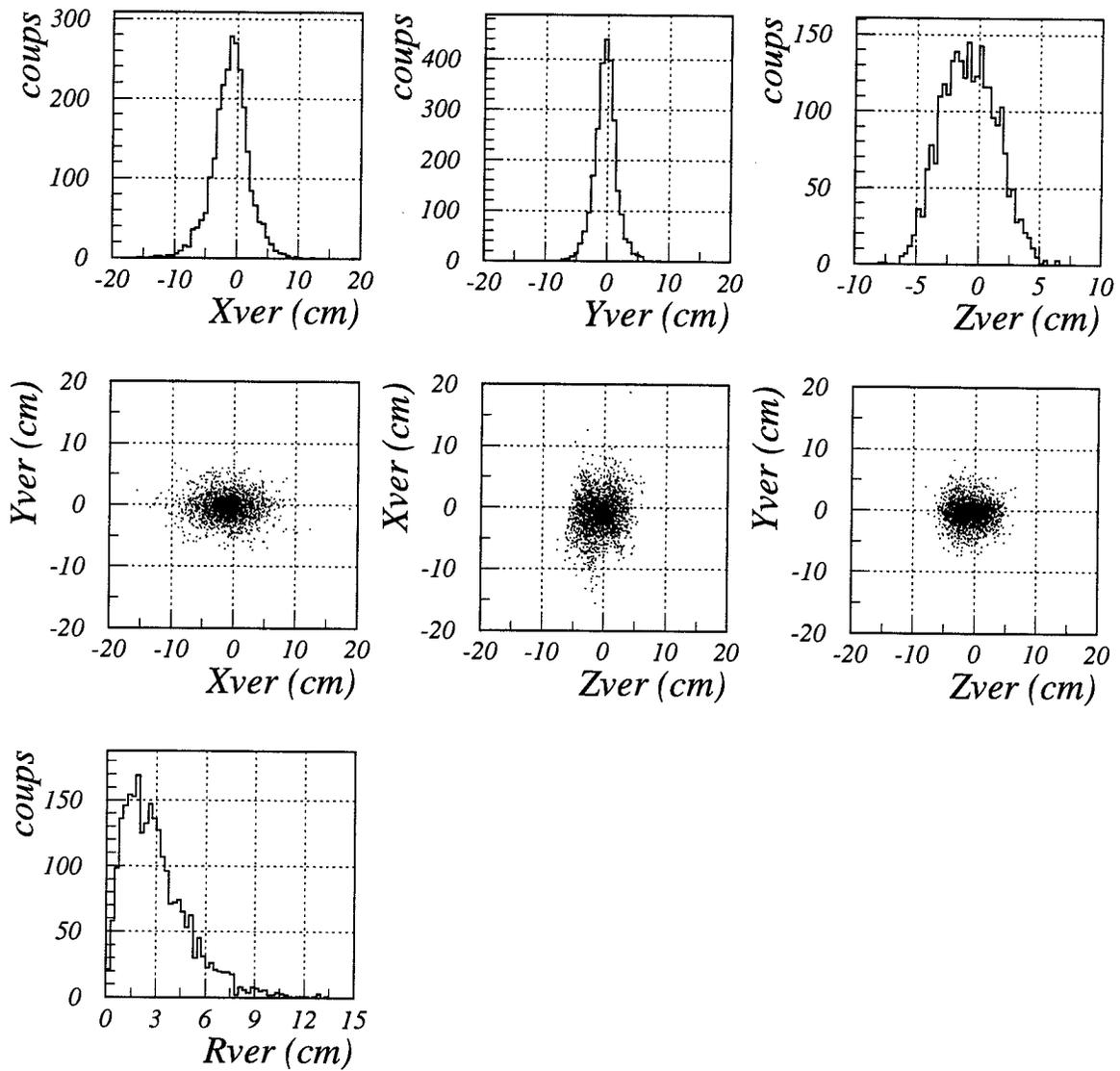


Figure 3.8: Distributions des vertex.

### 3.3 Fausses Paires

Après l'analyse décrite précédemment, la principale source de bruit de fond provient de la contribution des fausses paires, où l'électron et le positron sont produits par deux particules mères différentes (essentiellement deux  $\pi^0$ ).

Un faux dilepton résulte de la création de deux paires  $e^+e^-$  pour lesquelles, seul l'électron de l'une et le positron de l'autre ont été détectés par chacun des deux bras du spectromètre. Les deux paires sont issues de deux mésons  $\pi^0$ , soit directement par voie Dalitz ( $BR \approx 1.2\%$ ), soit par conversion externe des photons de la désintégration principale ( $BR \approx 98.8\%$ ) dans la cible et les matériaux environnants. Nous notons  $D$  le premier processus et  $BH$  (pour Bethe-heitler) le second. Les trois cas suivants peuvent se présenter :

- $D \times D$  : détection d'une paire composée d'un  $e^+$  et d'un  $e^-$  produits par la désintégration Dalitz de deux mésons  $\pi^0$ .
- $D \times BH$  : détection d'une paire dont un membre provient d'une désintégration Dalitz, et l'autre membre est produit par la conversion d'un photon issu d'un deuxième  $\pi^0$ .
- $BH \times BH$  : détection d'un électron dans chaque bras, résultant de la conversion de deux photons (issus en général de deux  $\pi^0$  distincts).

Du point de vue détection, ces faux dileptons sont indiscernables de ceux produits par un seul processus initial, donc ne peuvent pas être identifiés événement par événement. Heureusement, les fausses paires  $e^+e^-$  sont associées à un nombre égal de paires de même signe  $e^+e^+$  et  $e^-e^-$ . En effet :

- (i) à partir de deux  $\pi^0$ , quatre combinaisons de leptons non corrélées ( $e^+e^+$ ,  $e^-e^-$ ,  $e^+e^-$ ,  $e^-e^+$ ) peuvent être formées avec la même probabilité, voir tableau 3.1.
- (ii) les données sont collectées avec les quatre combinaisons de polarité des aimants, ce qui assure une meilleure symétrie vis-à-vis de la détection de la charge.

Dans cette hypothèse d'une bonne symétrie de détection, le nombre  $\left. \frac{dN}{dX_i} \right|_{OS}^{BF}$  de fausses paires  $e^+e^-$ ,  $e^-e^+$  est égal à celui des paires de même signe  $\left. \frac{dN}{dX_i} \right|_{LS}$  ( $e^+e^+$ ,  $e^-e^-$  ou "like sign pairs"), dans le domaine d'espace de phase  $dX_i$ , par exemple  $dM dp_i dy$ .

	LS		OS	
Bras Droit	$e^+$	$e^-$	$e^+$	$e^-$
Bras Gauche	$e^+$	$e^-$	$e^-$	$e^+$

Tableau 3.1: Les quatre combinaisons possibles d'électrons et de positrons non corrélés détectés par les deux bras du DLS. OS pour "opposite sign" et LS pour "like sign".

Dans un premier temps l'extraction du signal dilepton "true pairs"  $\frac{dN}{dX_i}|_{OS}^T$  est obtenue en soustrayant simplement les paires de même signe des paires de signe opposé :

$$\frac{dN}{dX_i}|_{OS}^{total} = \frac{dN}{dX_i}|_{OS}^T + \frac{dN}{dX_i}|_{OS}^{BF} \quad (3.11)$$

$$\frac{dN}{dX_i}|_{OS}^{BF} = \frac{dN}{dX_i}|_{LS} \quad (3.12)$$

$$\frac{dN}{dX_i}|_{OS}^T = \frac{dN}{dX_i}|_{OS} - \frac{dN}{dX_i}|_{LS} \quad (3.13)$$

Après intégration sur  $X_i$ , l'équation de soustraction du bruit de fond devient simplement :

$$T = OS - LS \quad (3.14)$$

Cependant cette méthode de soustraction ne peut être appliquée que si les électrons et les positrons du bruit de fond combinatoire, ont exactement le même taux de production. Récemment, et en particulier avec les mesures à haute statistique en  $p-p$  et  $p-d$ , nous avons observé un excès d'électrons principalement dans la région à petit moment transverse et dans le bras gauche, voir figure 3.9. Une nouvelle méthode à été mise au point. Elle consiste à construire, pour chaque configuration des aimants, les paires OS de bruit de fond à partir des paires de même signe LS, par une sélection aléatoire d'un électron et d'un positron pris dans deux événements distincts. Le nombre de paires de bruit de fond est normalisé à l'aide du terme  $2\sqrt{N(e^+e^+)N(e^-e^-)}$ , où  $N(e^+e^+)$  et  $N(e^-e^-)$  sont les nombres de paires  $e^+e^+$  et  $e^-e^-$  respectivement, notés LS ou "like sign" précédemment.

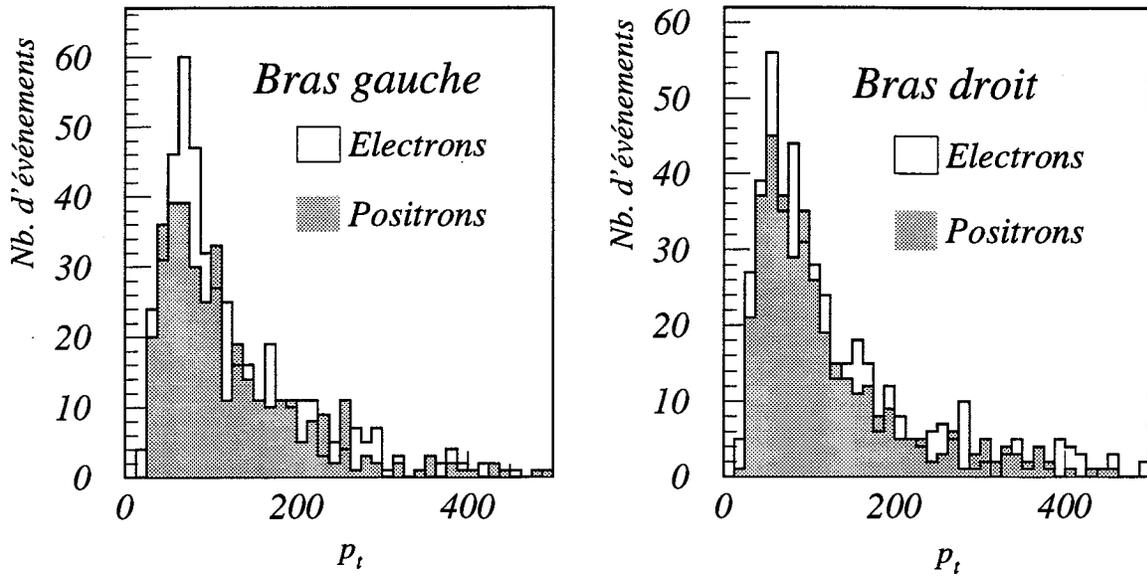


Figure 3.9: Distributions du moment transverse des électrons et des positrons du bruit de fond combinatoire.

Toutefois la différence entre les deux méthodes de soustraction de bruit de fond reste inférieure à 15% dans la région des masses faibles, et négligeable pour les masses  $M > 0.3 \text{ GeV}/c^2$ .

La performance de la mesure peut être caractérisée par le rapport signal/bruit :

$$R = \frac{T}{BF} \quad (3.15)$$

et par l'inverse de la précision statistique relative :

$$R' = \frac{T}{\sigma_T} \quad (3.16)$$

avec  $\sigma_T = \sqrt{OS + LS}$ . Les coupures introduites dans l'analyse ont été ajustées pour optimiser  $R$  et  $R'$ . Ces deux rapports ne sont d'ailleurs pas indépendants :

$$R' = \sqrt{\frac{T}{1 + \frac{2}{R}}} \quad (3.17)$$

La performance en précision statistique est d'ailleurs primordiale.

### 3.4 Corrections d'Efficacité et d'Acceptance

Le calcul d'une section efficace absolue implique la prise en compte de l'efficacité du détecteur et de son acceptance. L'efficacité globale comporte différentes contributions : temps morts (ordinateur, électronique), efficacité de détection, et efficacité de l'algorithme d'analyse (des coupures utilisées).

#### 3.4.1 Temps Mort de l'Ordinateur

Dans le chapitre 2 nous avons présenté la logique de déclenchement du DLS comme une coïncidence entre le prétrigger  $P$  (signal dilepton) et en particulier l'état non occupé d'ordinateur  $\bar{B}$  "busy bar". Ainsi au cours de l'acquisition des données, l'ordinateur enregistrant un événement (donc dans l'état  $B$ ) reste incapable d'en prendre d'autres tant qu'il n'a pas fini, ce qui introduit un temps mort pendant lequel un certain nombre d'événements sont rejetés. Ce nombre d'événements perdus est d'autant plus important que le taux de comptage est élevé.

Le temps mort de l'ordinateur  $TMO$  peut être défini comme le pourcentage d'événements ignorés :

$$TMO = 1.0 - \frac{\text{nombre d'événements } P \bullet \bar{B}}{\text{nombre d'événements } P} \quad (3.18)$$

On utilise également le temps effectif d'acquisition, soit  $TEF = 1.0 - TMO$ . Pour les données de Mai 89, nous avons obtenu les valeurs correspondantes de 30 et 70% respectivement. Rappelons que pour l'expérience de Décembre 86, ces valeurs étaient de 10 et 90% environ.

#### 3.4.2 Temps Mort de l'Electronique

Cette difficulté était passée inaperçue dans l'analyse des premières expériences du DLS. Dans le but d'évaluer son importance au niveau des différentes composantes du DLS, nous avons étudié le taux de comptage de chaque détecteur intervenant dans

le trigger, en fonction de l'intensité du faisceau. Les taux de comptage fournis par les échelles sur chaque détecteur (exprimés en nombre de coups) sont rapportés au nombre de particules dans le faisceau pour un "run" donné. Ce nombre de particules est proportionnel au comptage de la chambre d'ionisation noté IC. L'intensité du faisceau est enfin exprimée en IC par "spill". La figure 3.10 donne les distributions pour les "runs"  $p-Be$  à 4.9 GeV de décembre 86. Les taux de comptage des compteurs Cherenkov ne font pas apparaître de corrélations avec l'intensité de faisceau. Pour les compteurs avant (LC1 et RC1), on observe de larges fluctuations, bien au delà de la statistique, que l'on interprète comme étant liées à la qualité du faisceau, à son halo notamment. Pour les hodoscopes, l'effet de l'intensité est très apparent; il est plus important d'ailleurs à l'avant qu'à l'arrière, même si les valeurs des taux de comptage ne sont pas très différentes à faible intensité.

La figure 3.11 donne les mêmes distributions pour les "runs"  $p-Be$  à 4.9 GeV de mai 89. Cette fois, aucune corrélation n'est apparente avec l'intensité du faisceau. La légère augmentation du taux de comptage de RC1 avec l'intensité est probablement une combinaison entre qualité de faisceau et événements fortuits, de même l'asymétrie des taux de comptage de RC1 et LC1.

Ces taux de comptage individuels n'ont pas pu conduire à une paramétrisation de l'effet de temps mort de l'électronique. Nous avons examiné en deuxième étape les distributions du nombre de prétriggers par IC en fonction de IC/spill, voir figure 3.12. Les points expérimentaux correspondent aux deux expériences de 1986 et 1989. Les droites sont des ajustements d'exponentielles par la méthode de moindres carrés. L'effet de temps mort est beaucoup plus important sur les données de 1986. Toutefois un point à haute intensité peut paraître aberrant. En fait, le phénomène est complexe car il y a effet cumulatif de la décroissance due au temps mort et de l'augmentation correspondant aux événements fortuits. Devant ces difficultés, il nous est finalement apparu préférable d'obtenir un facteur correctif de temps mort de l'électronique au niveau de la dernière étape de l'analyse et donc du nombre de paires reconstruites.

La figure 3.13a montre les distributions du nombre de vraies paires par IC en fonction de l'intensité du faisceau. Les données des deux expériences (décembre 86 et mai 89) sont en bon accord comme l'indique la figure 3.13a. L'extrapolation à zéro

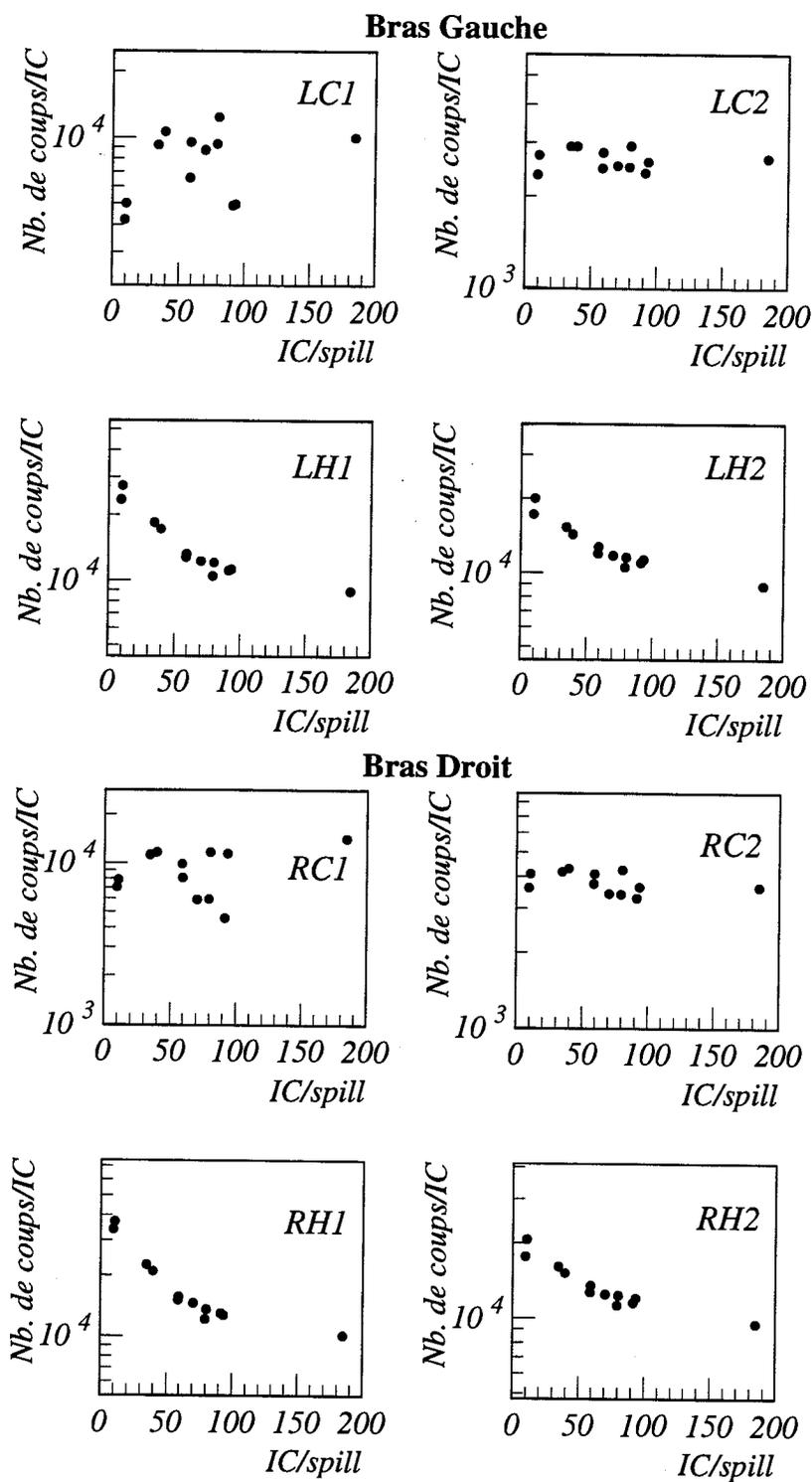


Figure 3.10: Taux de comptage des compteurs Cherenkov et hodoscopes du spectromètre DLS en fonction de IC/spill. Les données sont de l'expérience de décembre 86.

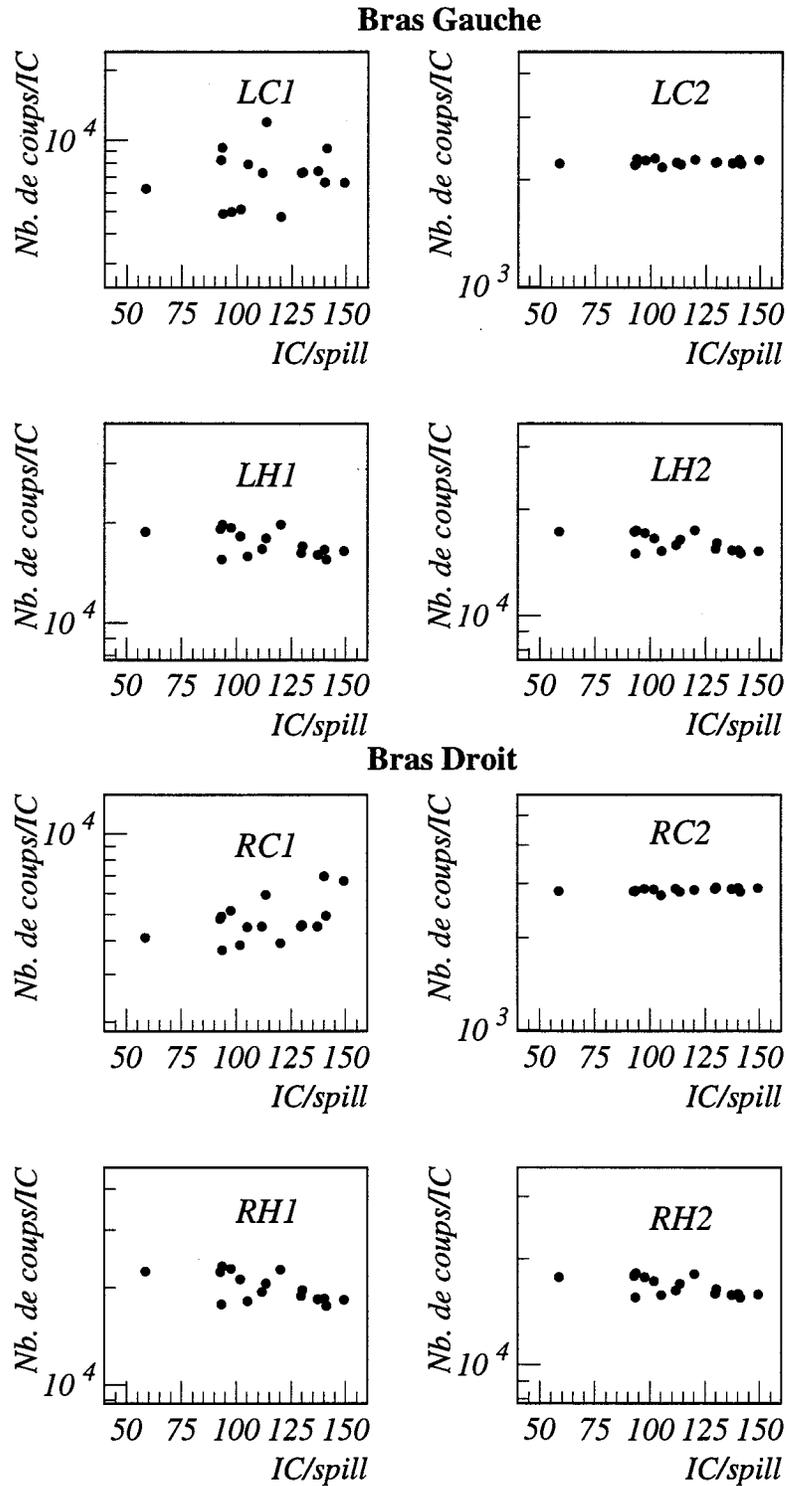


Figure 3.11: Taux de comptage des compteurs Cherenkov et hodoscopes du spectromètre DLS en fonction de IC/spill. Données de l'expérience de mai 89.

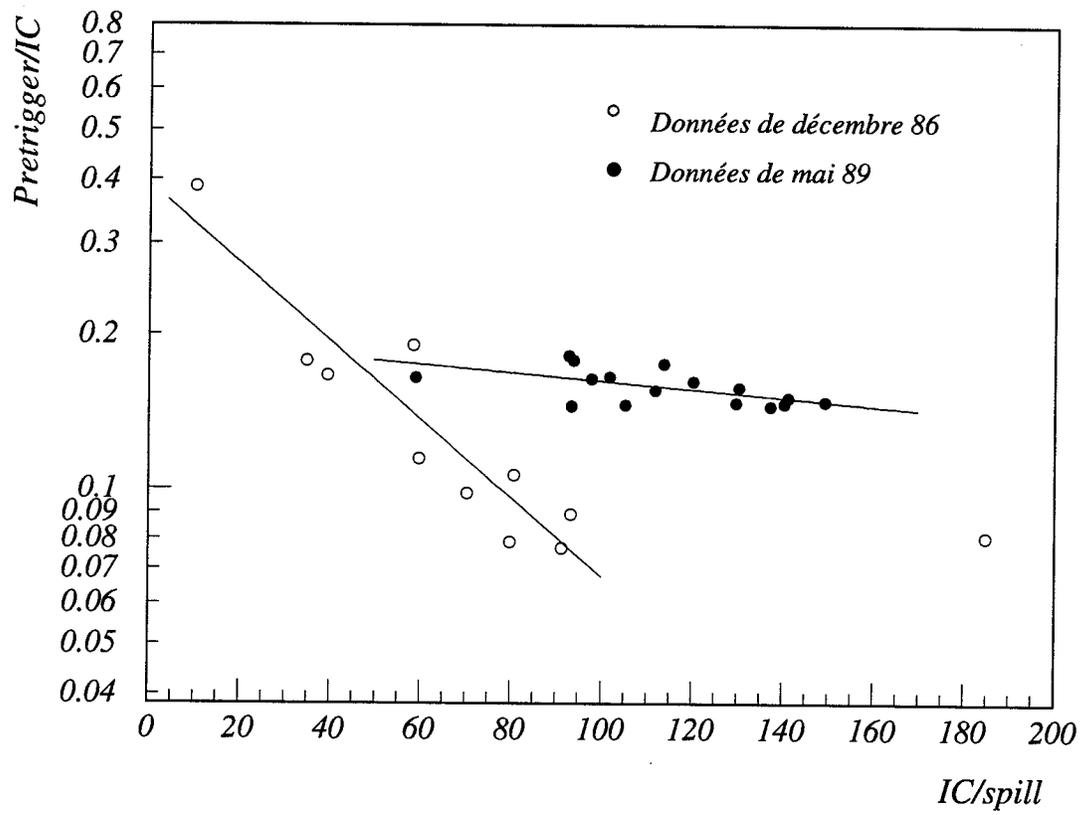


Figure 3.12: Pretrigger/IC en fonction de IC/spill.

de la droite ajustée permet de calculer pour chaque "run", donc pour chaque IC/spill le nombre corrigé de vraies paires selon l'expression :

$$T_{\text{corrigé}} = A_o \cdot IC \quad (3.19)$$

où  $A_o$  est la valeur d'extrapolation à zéro. Le facteur de correction correspondant à chacune des deux expériences peut alors s'écrire sous la forme :

$$F = \frac{\sum T_{\text{corrigé}}}{\sum T_{\text{non corrigé}}} \quad (3.20)$$

La figure 3.13a fourni les résultats suivants :

$$F_{\text{Dec86}} = 3.72 \pm 0.72$$

$$F_{\text{Mai89}} = 4.31 \pm 0.83$$

La correction globale ci-dessus a été discutée par la collaboration DLS. Un argument essentiel a été développé sur la question de reproductibilité exacte des conditions expérimentales (bruit de fond, efficacité,...). En conclusion, il a été décidé d'estimer le facteur correctif séparément sur les distributions correspondantes, voir figures 3.13b et 3.13c. Les nouvelles valeurs sont regroupées dans le tableau 3.2. Ce sont donc les facteurs qui seront utilisés dans le chapitre suivant pour la correction des sections efficaces. Il faut remarquer d'ailleurs que les deux séries de valeurs sont toutefois consistantes dans la limite des erreurs indiquées.

Expériences	Facteurs de correction
Décembre 86	$4.87 \pm 0.87$
Mai 89	$4.02 \pm 1.60$

Tableau 3.2: Facteurs de correction du temps mort de l'électronique.

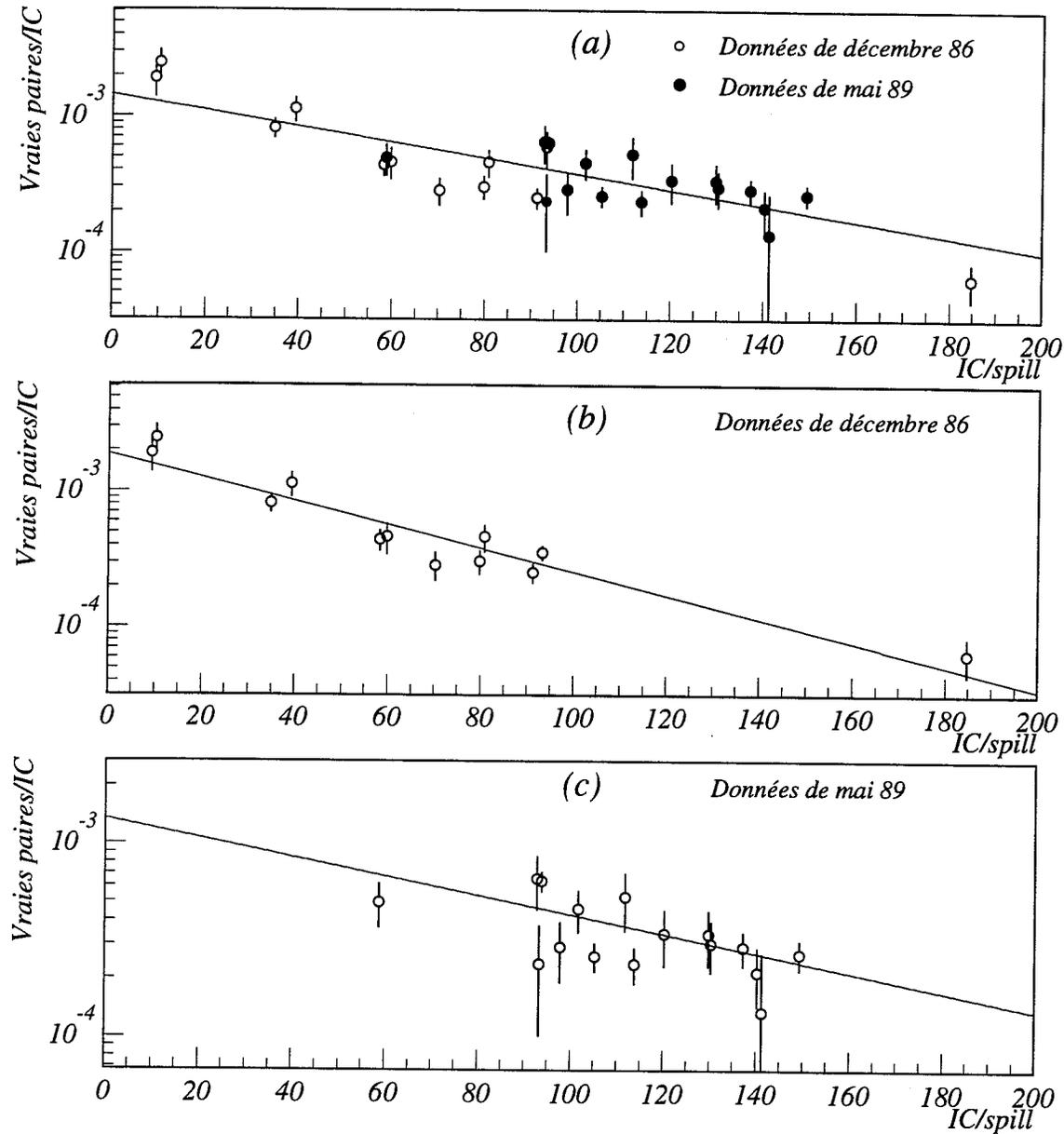


Figure 3.13: Distributions des vraies paires/IC en fonction de IC/spill. (a) Données  $p+Be$  à 4.9 GeV de décembre 86 et mai 89. (b) Données de décembre 86. (c) Données de mai 89. Les courbes sont des ajustements par des exponentielles.

### 3.4.3 Efficacités des Détecteurs

#### a) Hodoscopes et compteurs Cherenkov

Mis à part les pertes d'événements dues aux coupures (traitées plus loin), l'inefficacité des hodoscopes est essentiellement due aux zones mortes (non prises en compte dans la simulation). Cette inefficacité est d'environ 1%.

L'efficacité d'un segment Cherenkov donné est définie par le rapport du nombre de signal d'électrons enregistré par ce segment au nombre total d'électrons qui l'ont traversé. Ceci est déterminé à partir des données de calibration prises avec le trigger :

$$L((C1 + C2) \cdot H1 \cdot H2) + R((C1 + C2) \cdot H1 \cdot H2) \quad (3.21)$$

Pour obtenir l'efficacité d'un segment de compteur Cherenkov arrière, des blocs de verre au plomb sont placés derrière les hodoscopes de façon à couvrir le segment (miroir) correspondant. Dans ce cas, on s'intéresse aux événements satisfaisants la condition  $C1 \cdot H1 \cdot H2$ . L'électron est identifiée par un segment de C1 et un ou plusieurs bloc(s) de verre au plomb. La trace doit obligatoirement intercepter des éléments d'hodoscopes H1 et H2 avec de bons signaux en ADC et TDC pour que la trace soit reconstruite. Sur l'ensemble des compteurs Cherenkov C2, l'efficacité d'identification des électrons est trouvée voisine de 95%

Une méthode semblable est utilisée pour obtenir l'efficacité des compteurs C1. Dans ce cas les événements satisfaisant la condition  $C2 \cdot H1 \cdot H2$  sont pris en compte. De plus des plaques d'aluminium sont placées à l'entrée du spectromètre de façon à convertir les photons avant qu'ils pénètrent dans le gaz radiateur. En l'absence de plaques d'aluminium, une proportion importante de photons se convertit dans le miroir avant H1, fournissant ainsi de bons signaux dans C2, H1, H2 et le verre au plomb, mais aucun signal dans C1, ce qui fausse la mesure. Les efficacités trouvées sont similaires à celles de C2, c'est à dire voisine de 95% (GOR89).

#### b) Chambres à dérive

Les efficacités des plans ont été calculées d'une manière simple en dénombrant :

- le nombre  $N_7$  de traces reconstruites avec 7 plans d'une chambre ou "stack" donnée.
- le nombre  $N_6(i)$  de traces reconstruites avec 6 plans du même stack, le  $i^{eme}$  plan

étant manquant.  $N_7$  et  $N_6(i)$  peuvent s'écrire sous la forme :

$$N_7 = \left( \prod_{i=1,7} e_i \right) N_T \quad (3.22)$$

$$N_6(i) = (1 - e_i) \left( \prod_{\substack{j=1,7 \\ j \neq i}} e_j \right) N_T \quad (3.23)$$

où  $e_i$  est l'efficacité du  $i^{\text{eme}}$  plan et  $N_T$  le nombre total de particules (nombre inconnu mais qui s'élimine dans le calcul).

L'efficacité du plan  $i$  est alors déduite des équations (3.20) et (3.21).

$$e_i = \frac{N_7}{N_7 + N_6(i)} \quad (3.24)$$

Le tableau 3.3 donne les efficacités des 21 plans de chaque bras.

Une efficacité typique des plans à fils est de 88% pour l'expérience présentée dans ce mémoire. Ces efficacités sont liées au nombre de fils mort ou bruyant. En particulier l'efficacité anormalement faible du plan LDC3V est due à un manque d'une carte de bord qui correspond à 16 fils (ou canaux).

Les efficacités des plans peuvent être déterminées par d'autres méthodes. Parmi celles-ci, une qui consiste à reconstruire des trajectoires d'électrons sans utiliser le  $i^{\text{eme}}$  plan pour lequel l'efficacité est à déterminer. Pour chaque trajectoire reconstruite  $j$ , on calcule le point d'intersection de celle-ci avec le plan considéré. Et autour de ce point on cherche s'il y a ou non ( $\delta_j = 1$  ou 0) un fil sensible ayant enregistré un signal convenable. L'efficacité du plan  $i$  est ensuite calculée selon l'équation :

$$e_i = \frac{\sum \delta_j}{N} \quad (3.25)$$

Les traces ont été reconstruites par au moins quatre plans dans chaque chambre. L'efficacité  $e_{stack}(k)$  d'un stack  $k$  est donc une somme de toutes les combinaisons de 4, 5, 6 et 7 plans.

$$e_{stack}(k) = \sum_{m=4}^7 P_m(k) \quad (3.26)$$

où  $P_m(k)$  est la probabilité de reconstruire une trace avec  $m$  plans du stack  $k$  ; c'est donc une somme de produits des efficacités  $e_i$  de  $m$  plans et des inefficacités  $(1 - e_j)$ ,  $j \neq i$  des  $(7 - m)$  plans restants.

Efficacité des Plans (%)	Données $pBe$ à 4.9 GeV de Mai 89	
	Bras Gauche	Bras Droit
DC1 X'N	96.84	90.92
DC1 X	94.01	95.11
DC1 X'	84.53	95.98
DC1 U	89.21	90.43
DC1 V	93.94	92.40
DC1 Y	92.38	92.59
DC1 Y'	95.70	95.44
DC2 X'N	97.82	90.69
DC2 X	74.72	77.41
DC2 X'	73.90	87.44
DC2 U	89.64	85.46
DC2 V	91.55	91.54
DC2 Y	98.95	82.67
DC2 Y'	94.21	94.85
DC3 X'N	94.40	96.02
DC3 X	77.97	68.08
DC3 X'	86.34	70.88
DC3 U	91.00	66.12
DC3 V	44.92	69.75
DC3 Y	70.52	95.26
DC3 Y'	95.93	95.63

Tableau 3.3: Efficacités de tous les plans.

$$P_m = \sum_{\substack{\text{toutes les} \\ \text{combinaisons}}} \left( \prod_{i=1, m} e_i \prod_{\substack{j=1, 7 \\ j \neq i}} (1 - e_j) \right) \quad (3.27)$$

les efficacités des stacks sont regroupées dans le tableau 3.4. L'efficacité totale de détection d'un électron dans un bras du spectromètre est calculée comme le produit des efficacités des trois chambres.

$$e_{\text{Bras}} = e_{\text{stack}}(1) \cdot e_{\text{stack}}(2) \cdot e_{\text{stack}}(3) \quad (3.28)$$

Efficacité	Stack 1	Stack 2	Stack 3	Total
Bras droit	99.94	99.40	97.84	97.19
Bras gauche	99.92	99.79	98.09	97.80

Tableau 3.4: Efficacités des chambres à dérives.

L'efficacité des deux bras n'est autre que le produit des efficacités du bras gauche et du bras droit ( $e_{\text{deux bras}} = e_{\text{bras gauche}} \cdot e_{\text{bras droit}}$ ). Pour les données analysées ici cette efficacité est de l'ordre de 95%.

### 3.4.4 Efficacités des Coupures

Dans la description du programme d'analyse, nous avons défini des coupures plus ou moins strictes imposées pour éliminer les mauvais événements, et pour maximiser les rapports  $T/\sigma_T$  et  $T/F$ . Parmi ces coupures nous rappelons :

- coupures sur le temps de vol TOF qui minimisent la contamination en hadrons ;
- coupures en énergie appliquées à chaque segment du détecteur qui aident à exclure les paires de faible ouverture angulaire résultant de la désintégration Dalitz ou de la conversion externe, et qui également permettent de diminuer la contamination des hadrons ;
- nombre minimum de plans touchés par chambre à fils pour réduire la probabilité de construire des traces fantômes dans les chambres tout en obtenant une efficacité de reconstruction convenable.

Cependant, une fraction de bons événements est aussi rejetée par ces coupures, en particulier par les coupures en ADC normalisés des hodoscopes et des compteurs Cherenkov. Une évaluation des efficacités correspondantes est donc indispensable pour une normalisation correcte de la section efficace.

#### a) Coupures en Temps de Vol

Les distributions de temps de vol pour les paires reconstruites, ont été ajustées par des lois gaussiennes normalisées à 1. L'efficacité de la coupure en temps de vol appliquée à C1, C2, H1 et H2 est obtenue par une simple intégration de la gaussienne dans le domaine de la coupure  $[-5ns, +5ns]$ . L'efficacité totale de la coupure en temps de vol est trouvée supérieure à 99%.

#### b) Coupures en Amplitude

Nous avons vu précédemment (section 3.2.1) que dans la construction des traces probables "Quasi-Tracking", des coupures en amplitude sont appliquées à tous les segments des hodoscopes et des compteurs Cherenkov. Le choix de ces coupures a été étudié principalement pour séparer les événements à un seul électron de ceux à deux ou plusieurs électrons traversant le même segment détecteur. Néanmoins cette séparation est généralement accompagnée d'une perte de bons événements. Pour évaluer l'efficacité de ces coupures, nous avons procédé par ajustement des histogrammes d'amplitude normalisée EADC des hodoscopes. Pour les hodoscopes avant (H1), la relation imposée est une somme de deux fonctions de Landau à cause de la contribution des événements à plus d'un électron. Pour les hodoscopes arrière (H2), on utilise une simple fonction de Landau. Un exemple de ces distributions est montré par la figure 3.14(a). Cet ajustement, basé sur la méthode de minimisation de  $\chi^2$ , a été effectué en utilisant le logiciel "MINUIT" disponible dans la bibliothèque des programmes du CERN. Une intégration numérique des fonctions nous a permis d'estimer la fraction d'événements perdus lors de l'application de la coupure et par conséquent l'efficacité de cette coupure. La figure 3.14(b) montre l'allure des efficacités en fonction des coupures en énergie appliquées aux hodoscopes H1 et H2. Les coupures basses n'introduisent aucune inefficacité significative. Alors qu'aux coupures hautes fixées à 1200 keV pour H1 et 4000 keV pour H2 correspondent des efficacités de 88% et 99% respectivement.

Les spectres des ADC normalisés des Cherenkov C1 et C2 ont été ajustés à des fonctions de Landau. Les efficacités des coupures appliquées à C1 et C2 sont calculées de la même manière que pour les hodoscopes, voir figure 3.15. Encore une fois les coupures basses semblent n'introduire aucune inefficacité. Une efficacité de 97% est atteinte à l'avant qu'à l'arrière pour des coupures fixées à 3.5 et 3.0 respectivement.

### 3.4.5 Acceptance du Spectromètre

L'acceptance du DLS a été calculée par la technique de Monte-Carlo en fonction de la masse invariante  $M$  du di-électron, de son moment transverse  $p_t$  et de sa rapidité  $y$  dans le laboratoire. Le programme de simulation utilise la librairie GEANT(BRU87) du CERN qui permet de représenter le dispositif expérimental et de transporter les particules prenant en compte les processus physiques tels que perte d'énergie, bremsstrahlung, diffusion multiple, etc.

Le calcul de l'acceptance consiste à dénombrer sur l'ensemble des dileptons générés, ceux qui interceptent les détecteurs dans les deux bras du DLS et qui satisfont les conditions géométriques imposées dans le programme d'analyse.

Les paires d'électrons sont générées à partir de la cible selon une distribution uniforme en masse invariante ( $0.05 \leq M \leq 1.50 \text{ GeV}/c^2$ ), en moment transverse ( $0.0 \leq p_t \leq 1.5 \text{ GeV}/c$ ) et en rapidité ( $0.0 \leq y \leq 2.0$ ). Notons qu'il y a trois variables cinématiques supplémentaires, deux angles  $\theta$  et  $\varphi$  (polaire et azimutal) de désintégration du photon virtuel dans son référentiel propre, et l'angle azimutal  $\phi$  du  $\gamma^*$  dans le repère du laboratoire. La distribution en  $\phi$  est supposée uniforme, ce qui est raisonnable (faisceau et cible non polarisés). La désintégration est supposée isotrope et on a vérifié que cela n'entraîne pas d'erreur systématique appréciable.

L'espace de phase défini comme le volume  $M \otimes p_t \otimes y$  est divisé en  $60 \times 30 \times 40$  cellules identiques. L'acceptance correspondant à la  $i^{\text{eme}}$  cellule est donnée par :

$$A_i(M, p_t, y) = \frac{N_i^{\text{Acc}}(M, p_t, y)}{N_i^{\text{Gen}}(M, p_t, y)} \quad (3.29)$$

où  $N_i^{\text{Gen}}$  et  $N_i^{\text{Acc}}$  sont les nombres de paires dans la  $i^{\text{eme}}$  cellule générées et acceptées par le spectromètre respectivement. Dans le calcul de la table d'acceptance,

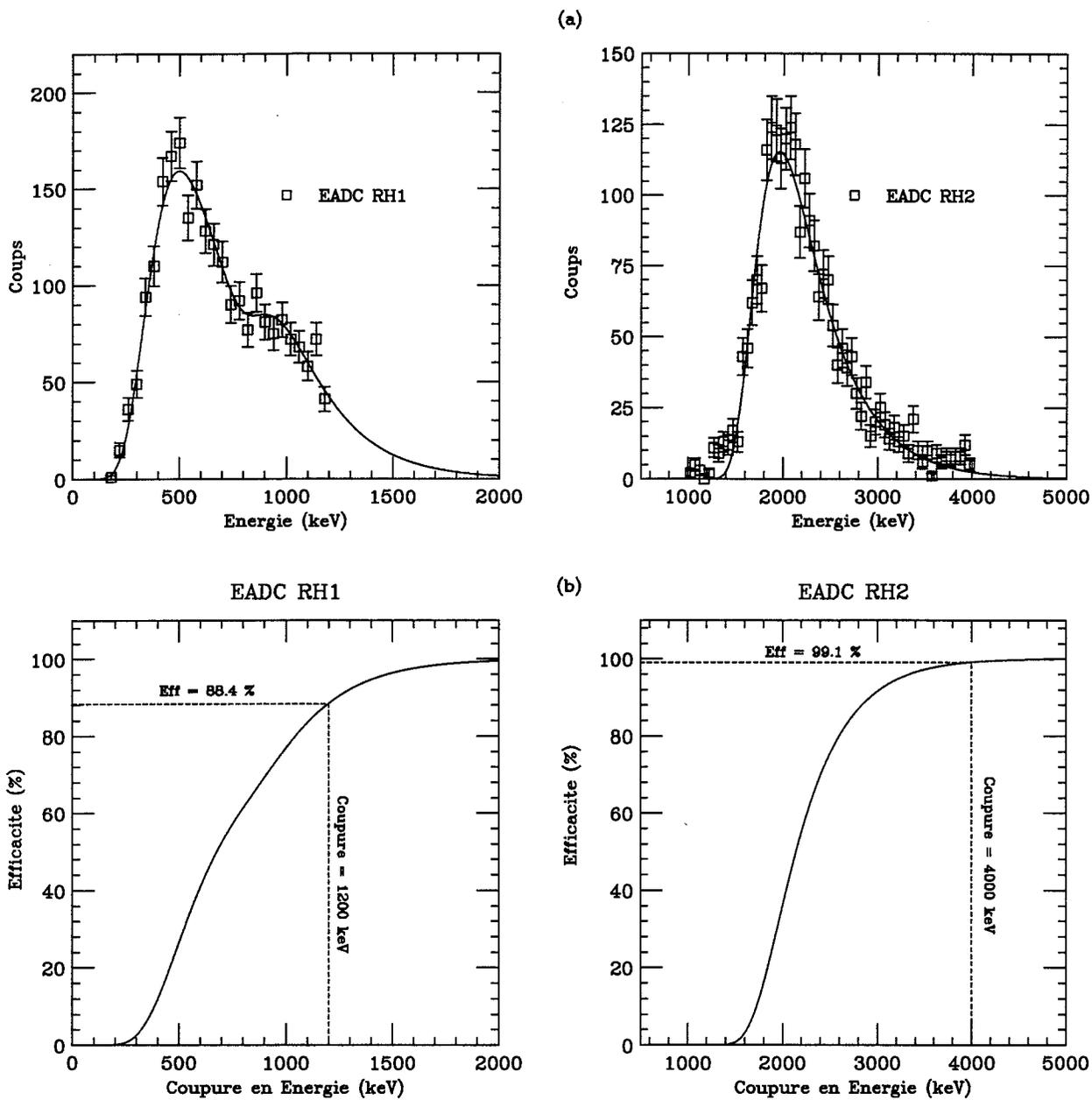


Figure 3.14: (a) : Lissage des distributions EADC (normalisées et sommées sur les 16 segments) des hodoscopes RH1 et RH2. (b) : Efficacités des coupures en énergie appliquées aux hodoscopes RH1 et RH2.

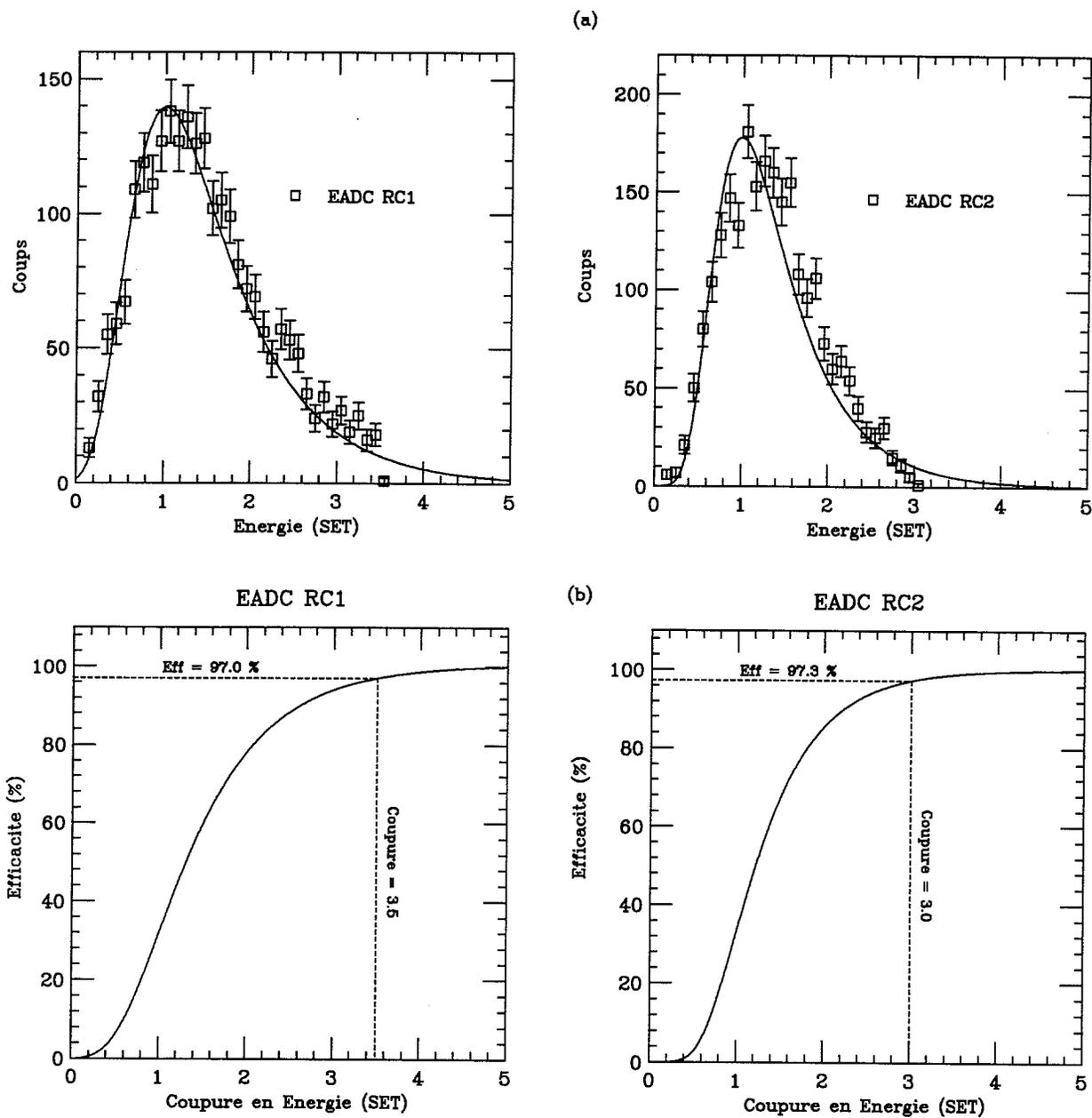


Figure 3.15: (a) : Lissage des distributions EADC des Cherenkov RC1 et RC2, obtenues après normalisation à la réponse correspondant à la traversée d'un seul électron ("single electron traversal" SET). (b) : Efficacités des coupures appliquées aux Cherenkov RC1 et RC2.

$3 \times 10^6$  di-électrons ont été acceptés pour  $10^9$  événements générés. La figure 3.16 montre la distribution de l'acceptance en fonction de  $(M, p_t)$ . Cette distribution est intégrée sur  $y$ . L'acceptance du DLS croît avec  $M$  et décroît avec  $p_t$ .

### 3.5 Calcul de la Section Efficace

Dans la section 3.3, nous avons discuté la soustraction du bruit de fond de fausses paires qui se traduit par la relation 3.13.

La section efficace différentielle en  $M$ ,  $p_t$  et  $y$  est ensuite calculée pour chaque cellule d'acceptance selon la formule :

$$\frac{d^3\sigma}{dM dp_t dy} = \frac{F}{A(M, p_t, y)} \cdot \frac{N}{\Delta M \Delta p_t \Delta y} \cdot \frac{1}{n_{at} \cdot \phi} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{DC} \cdot \varepsilon_{Cer} \cdot \varepsilon_{Hodo}} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{Alg}} \quad (3.30)$$

où  $A(M, p_t, y)$  est l'acceptance du DLS correspondant à la cellule  $(M, p_t, y)$  de volume  $(\Delta M \Delta p_t \Delta y)$ ,  $N$  est le nombre de vraies paires ( $N = OS - BF$ ) dans cette cellule.  $F$  est le facteur correctif du temps mort de l'électronique.  $n_{at} = \rho \cdot \Delta x \cdot \frac{\mathcal{N}_{av}}{A_{cible}}$  est le nombre d'atomes cibles par  $\text{cm}^2$ ,  $\rho$  et  $\Delta x$  étant la densité volumique et l'épaisseur de la cible,  $A_{cible}$  et  $\mathcal{N}_{av}$  le nombre de masse de la cible et le nombre d'Avogadro respectivement.  $\phi$  est le flux de particules incidentes (faisceau) corrigé du temps mort du système d'acquisition.  $\varepsilon_{DC}$ ,  $\varepsilon_{Cer}$  et  $\varepsilon_{Hodo}$  sont les efficacités de détection des chambres à dérive, des compteurs Cherenkov et des hodoscopes, et  $\varepsilon_{Alg}$  est l'efficacité de l'algorithme d'analyse (égale au produit des efficacités des coupures introduites dans le programme de reconstruction des traces). L'efficacité globale ( $\varepsilon_{DC} \cdot \varepsilon_{Cer} \cdot \varepsilon_{Hodo} \cdot \varepsilon_{Alg}$ ) est de 30%.

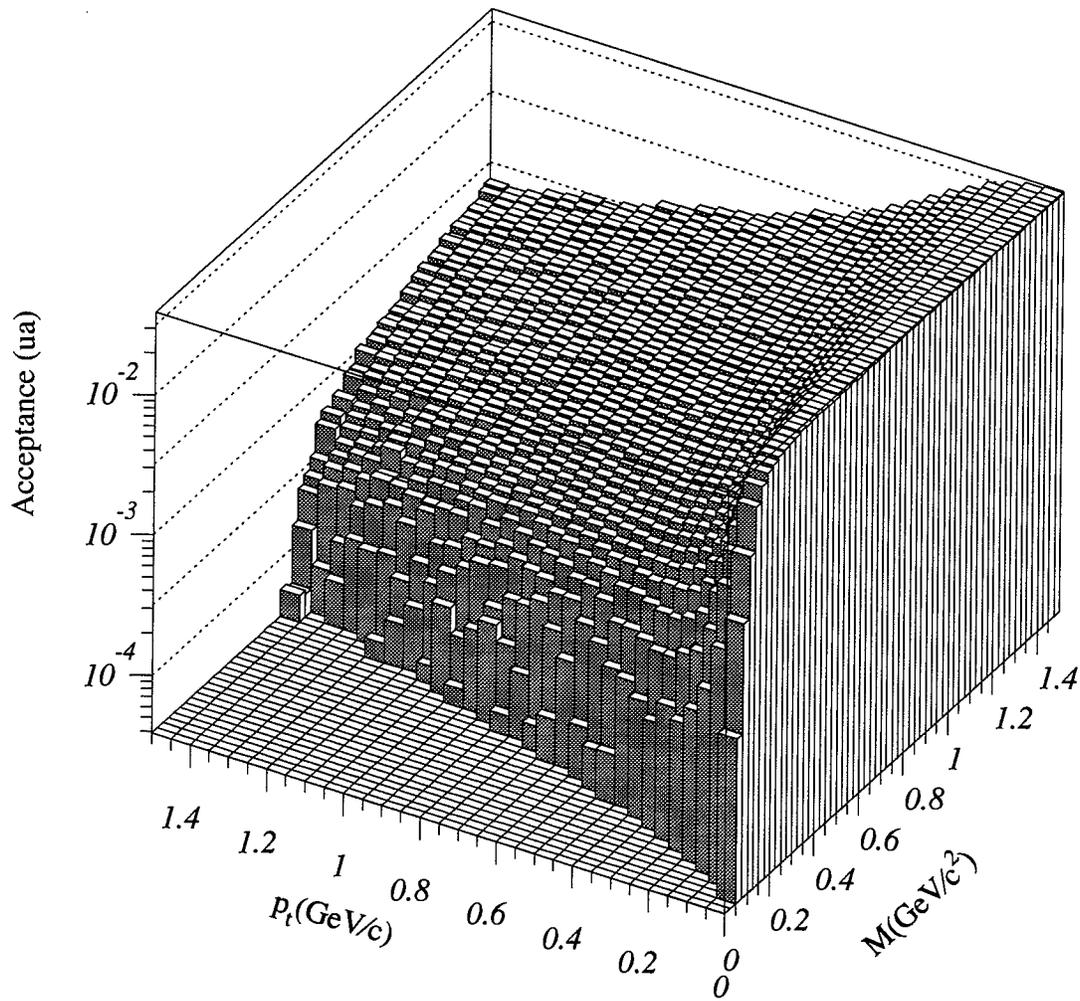


Figure 3.16: Acceptance du DLS en fonction de la masse invariante  $M$  et de l'impulsion transverse  $p_t$ .

# Chapitre 4

## Résultats

La production de di-électrons dans la collision  $p - Be$  à 4.9 GeV a été initialement mesurée par la collaboration DLS en décembre 1986. Les résultats obtenus ont montré sans ambiguïté l'existence d'un signal dileptonique au dessous de 10 GeV. En mai 1989 une deuxième mesure a été faite pour augmenter la statistique et revoir quelques questions, comme la bosse observée à environ  $M = 0.30 \text{ GeV}/c^2$ . Dans les paragraphes qui suivent nous présenterons nos résultats et ferons des comparaisons avec ceux de 1986. De plus la multiplicité de particules chargées associée à la production de dileptons est maintenant obtenue, et la correction de temps mort de l'électronique est effectuée (ces deux points n'ayant pas été introduits dans l'analyse des données de 1986). Enfin, une étude comparative des résultats obtenus en  $p - p$ ,  $p - d$  et  $p - Be$  à 4.9 GeV nous permet de déduire la dépendance de la section efficace au nombre  $A_t$  de nucléons dans le noyau cible.

## 4.1 Nombre d'événements

Durant l'expérience  $p-Be$  à 4.9 GeV menée en mai 1989,  $3.43 \cdot 10^5$  événements ont déclenché le prétrigger. Seulement 70% de ces événements ont été enregistrés sur bandes magnétiques à cause du temps mort de l'ordinateur servant pour l'acquisition. Approximativement 86% de la totalité des données brutes est rejeté par le prétraitement "sifting" basé sur le principe des traces probables "quasi-tracking". Après avoir corrigé la dérive du piédestal de tous les détecteurs et le "time slewing" des voies TDC des compteurs Cherenkov, les événements restant sont repris pour reconstruction complète des trajectoires. Au cours de cette analyse définitive, des coupures plus strictes que celles du "sifting" sont introduites dans le "quasi-tracking" du programme, et le tracking est effectué. 1683 paires de signe opposé (OS) et 841 paires de même signe (LS) sont alors identifiées (2524 paires au total). Le nombre de fausses paires BF est égal à 837, il est normalisé à  $2\sqrt{N(e^+e^+)N(e^-e^-)}$ , où  $N(e^+e^+)$  et  $N(e^-e^-)$  sont les nombres de paires  $e^+e^+$  et  $e^-e^-$  respectivement. Le nombre de vraies paires  $T$ , la précision statistique  $T/\sigma_T$  (où  $\sigma_T = \sqrt{OS + BF}$  est l'erreur commise compte tenu de la soustraction du bruit de fond), et le rapport des nombres de vraies et fausses paires  $T/BF$  sont donnés par les valeurs suivantes :

$$T = 846 \pm 50 \quad (4.1)$$

$$\frac{T}{BF} = 1.01 \quad (4.2)$$

$$\frac{T}{\sigma_T} = 16.92 \quad (4.3)$$

Pour mémoire, lors de l'expérience de décembre 1986,  $1.61 \cdot 10^5$  événements ont déclenché le prétrigger,  $1.44 \cdot 10^5$  ont été enregistrés à cause du temps mort de l'ordinateur (environ 10%), et les paires analysées se répartissaient en 732 de signe opposé (OS) et 201 de même signe (LS), soit un nombre de vraies paires  $T = OS - LS = 531 \pm 31$ . Les rapports  $T/BF$  et  $T/\sigma_T$  sont respectivement égaux à 2.6 et 17.4. On peut noter que le nombre de vraies paires est plus faible que pour les données de 1989, mais le rapport  $T/BF$  est meilleur. Ceci résulte d'une différence dans les critères de choix des coupures. La précision statistique  $T/\sigma_T$  est identique pour les deux expériences.

La figure 4.1 montre les taux de production des paires de signe opposé (signal + bruit de fond) et de celles du bruit de fond, en fonction de la masse, du moment transverse et de la rapidité de la paire. Ces taux de production sont exprimés en  $\mu b$  et prennent en compte toutes les corrections à l'exception de l'acceptance. Rappelons ici que la source principale du bruit de fond provient de la contribution des paires  $e^+e^-$  non corrélées. Cette contribution est calculée par la méthode du Monte-Carlo (voir chapitre 3).

Les sections efficaces sont obtenues après soustraction du bruit de fond des fausses paires et les corrections d'efficacité et d'acceptance.

## 4.2 Comparaison des données de 1986 et 1989, correction d'acceptance

Nous allons comparer les données que nous avons analysé à celles de décembre 1986 après correction notamment du temps mort de l'électronique. Toutefois la comparaison implique une correction d'acceptance et une méthode de soustraction du bruit de fond identiques dans les deux cas. Les données de 1986 ont été corrigées avec une table d'acceptance formée de cellules élémentaires  $\Delta M = 0.05 \text{ GeV}/c^2$ ,  $\Delta p_t = 0.10 \text{ GeV}/c^2$  et  $\Delta y = 0.2$ . De plus le domaine utilisé était plus large compte tenu d'une coupure sur la valeur inférieure de l'acceptance plus faible d'un facteur 6. La correction du bruit de fond combinatoire était aussi effectuée par simple soustraction des paires de même signe,  $T = OS - LS$ , cellule par cellule. Nous avons appliqué ici ces deux types de correction aux données de 1989. La figure 4.2 compare le spectre de masse de décembre 86 (corrigé pour l'efficacité du prétrigger) à celui de mai 89. Comme indiqué sur la figure, la section efficace est normalisée à  $A_{cible}^{2/3}$ . Les deux distributions sont statistiquement identiques avec un niveau de confiance supérieur à 90%.

Nous confirmons donc les premières observations de la collaboration DLS. Pour des masses invariantes supérieures à  $0.25 \text{ GeV}/c^2$ , le spectre est continu avec une contribution des mésons vecteurs  $\rho$  et  $\omega$  au-dessus de  $0.50 \text{ GeV}/c^2$ , contribution d'apparence

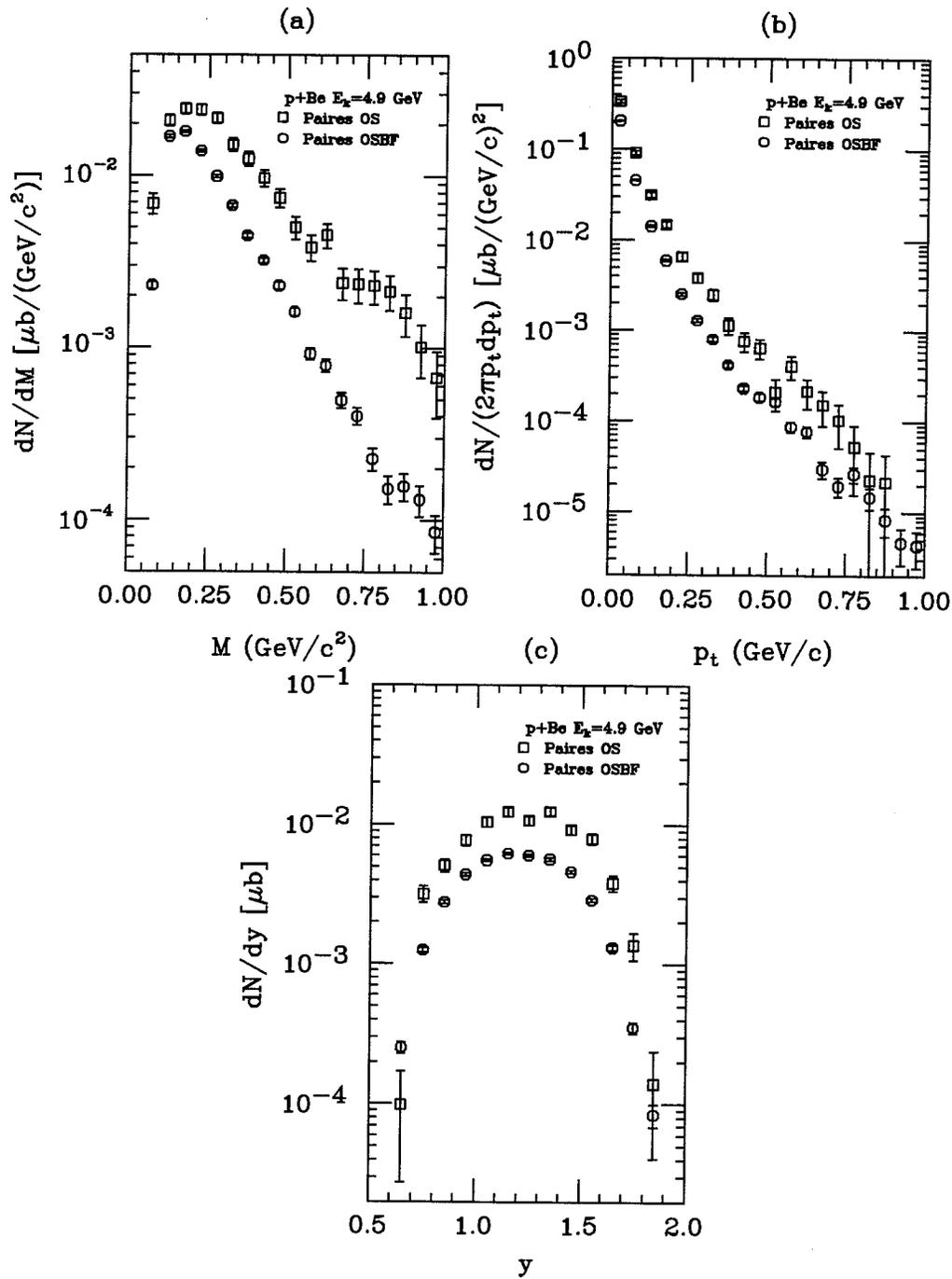


Figure 4.1: Taux de production des paires OS et BF dans les collisions  $p - Be$  à 4.9 GeV en fonction (a) : de la masse. (b) : du moment transverse. (c) : de la rapidité.

atténuée à cause de la résolution du dispositif, mais conforme aux valeurs des sections efficaces de production de ces deux mésons, voir les premières publications de la collaboration (ROC88,NAU89). Au-dessous de  $0.25 \text{ GeV}/c^2$ , l'apparence de structure initialement attribuée à l'annihilation  $\pi^+\pi^-$  demeure. Ce domaine de masse invariante est très sensible à l'acceptance du DLS, voir ci-dessous et aussi la publication de la collaboration DLS (LET89). Avec le développement des calculs théoriques depuis 1989, il semble maintenant que ce domaine résulte du bremsstrahlung hadronique et de la désintégration Dalitz du  $\eta$  (nous discuterons cette question dans la section suivante), sauf pour les deux premiers points du spectre, au-dessous de  $0.15 \text{ GeV}/c^2$ , toujours attribués essentiellement à la désintégration Dalitz du  $\pi^0$ .

A l'examen de la figure 4.2 et de celle 4.3 que nous présenterons plus en détail dans le paragraphe suivant, il apparaît que la limite en acceptance, imposée par la coupure sur la valeur inférieure, modifie de façon significative la forme des distributions. Les corrections d'efficacité n'affectent que la normalisation des sections efficaces<sup>1</sup> et la méthode de soustraction du bruit de fond ne modifient pas la forme des spectres au niveau de statistique des expériences considérées (NAU93). Pour plus de clarté, nous regroupons sur la figure 4.3 les deux spectres de masse invariante, relatifs aux mêmes données de 1989, mais corrigés avec l'ancienne table d'acceptance et la coupure lache (premières publications de la collaboration DLS), et avec la nouvelle table et la coupure plus restrictive utilisées plus récemment dans l'analyse des données en  $p-p$  et  $p-d$ . L'application de la deuxième méthode réduit la section efficace de façon importante aux faibles masses, jusqu'à  $0.5 \text{ GeV}/c^2$  environ, et la pente générale de la distribution paraît beaucoup plus plate. La comparaison statistique donne un niveau de confiance de 27 % pour que les deux distributions soient identiques sur la totalité du domaine de masse, et 2.7% et 95 % au-dessous et au-dessus de  $0.5 \text{ GeV}/c^2$ , respectivement. L'argument essentiel pour conserver un domaine d'acceptance aussi large que possible était de minimiser la distortion par rapport à la section efficace théorique sur l'ensemble de l'espace de phase. La philosophie derrière une coupure plus stricte est de minimiser les erreurs et fluctuations introduites par les zones d'espace de phase

---

<sup>1</sup>Ceci est bien vérifié par les simulations pour les collisions de projectiles et cibles légers, alors que pour les collisions de noyaux plus lourds, comme  $Ca-Ca$  ou  $Nb-Nb$ , l'efficacité de l'algorithme d'analyse modifie assez sensiblement les spectres aux faibles masses invariantes (BEE91).

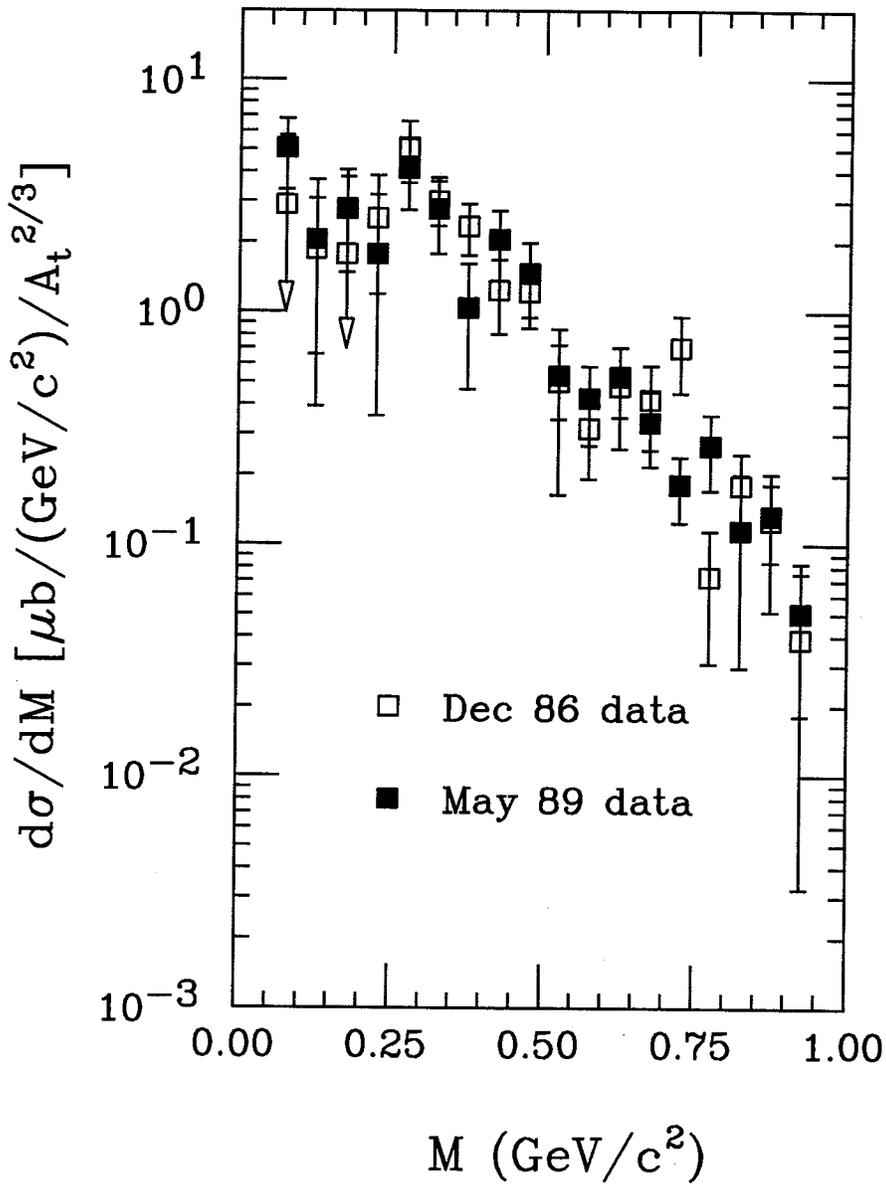


Figure 4.2: Comparaison des spectres de masse des di-électrons produits par les collisions  $p-Be$  à 4.9 GeV, obtenus en décembre 86 et mai 89.

à faible acceptance. A ce stade, on peut insister sur la nécessité d'utiliser le filtre d'acceptance approprié, mis à disposition des théoriciens par la collaboration DLS, pour toute interprétation des données expérimentales.

### 4.3 Sections efficaces

Nous nous proposons maintenant de présenter et discuter les sections efficaces différentielles en masse invariante et impulsion transverse du dilepton. Nous utilisons dans cette section les seules données  $p - Be$  à 4.9 GeV de 1989.

La figure 4.4 donne la section efficace  $\frac{d\sigma}{dM}$ , intégrée sur le moment transverse et la rapidité des (vraies) paires  $e^+e^-$ . L'interprétation physique de ce spectre, déjà abordée dans la section précédente, nécessite, pour être quantitative, la comparaison à un modèle théorique. Nous utilisons l'un des plus complets et des plus récents, celui de K. Haglin et C. Gale (**HAG93**), même s'il se rapporte en fait à la réaction  $p - p$ . Les résultats de ces auteurs sont reportés sur la figure 4.4, après multiplication par le facteur d'échelle de 6.7 que nous obtenons dans la section 4 du présent chapitre.

Ce modèle prend en compte les contributions du bremsstrahlung, de la désintégration Dalitz du  $\eta$ , de la désintégration radiative du  $\Delta$ , et de l'annihilation  $\pi^+\pi^-$ . Nous insistons sur le fait que le bremsstrahlung est introduit sous ses deux aspects : le bremsstrahlung élastique ( $NN \rightarrow NN e^+e^-$ ) et le bremsstrahlung inélastique avec un, deux et trois pions dans l'état final. Il constitue ainsi la source majeure des di-électrons aux très faibles masses (avec la désintégration Dalitz du  $\pi^0$  non représentée ici). La désintégration Dalitz du  $\eta$  contribue approximativement au même niveau autour de 0.2-0.3 GeV/c<sup>2</sup>. Dans la région du  $\rho/\omega$ , la section efficace est pratiquement celle de l'annihilation  $\pi^+\pi^-$ . La somme de toutes ces contributions est en accord raisonnable avec nos données. Toutefois une sous-estimation d'un facteur 3 apparaît dans la région des masses intermédiaires (autour de 0.4-0.5 GeV/c<sup>2</sup>). Les mêmes remarques ont été faites lors de la comparaison avec le système  $p - p$  à 4.9 GeV (**ROC93**). Les différentes contributions ont été évaluées en négligeant plusieurs facteurs tels que : les facteurs de forme... etc. Un effort supplémentaire est donc à apporter pour une interprétation quantitative plus précise.

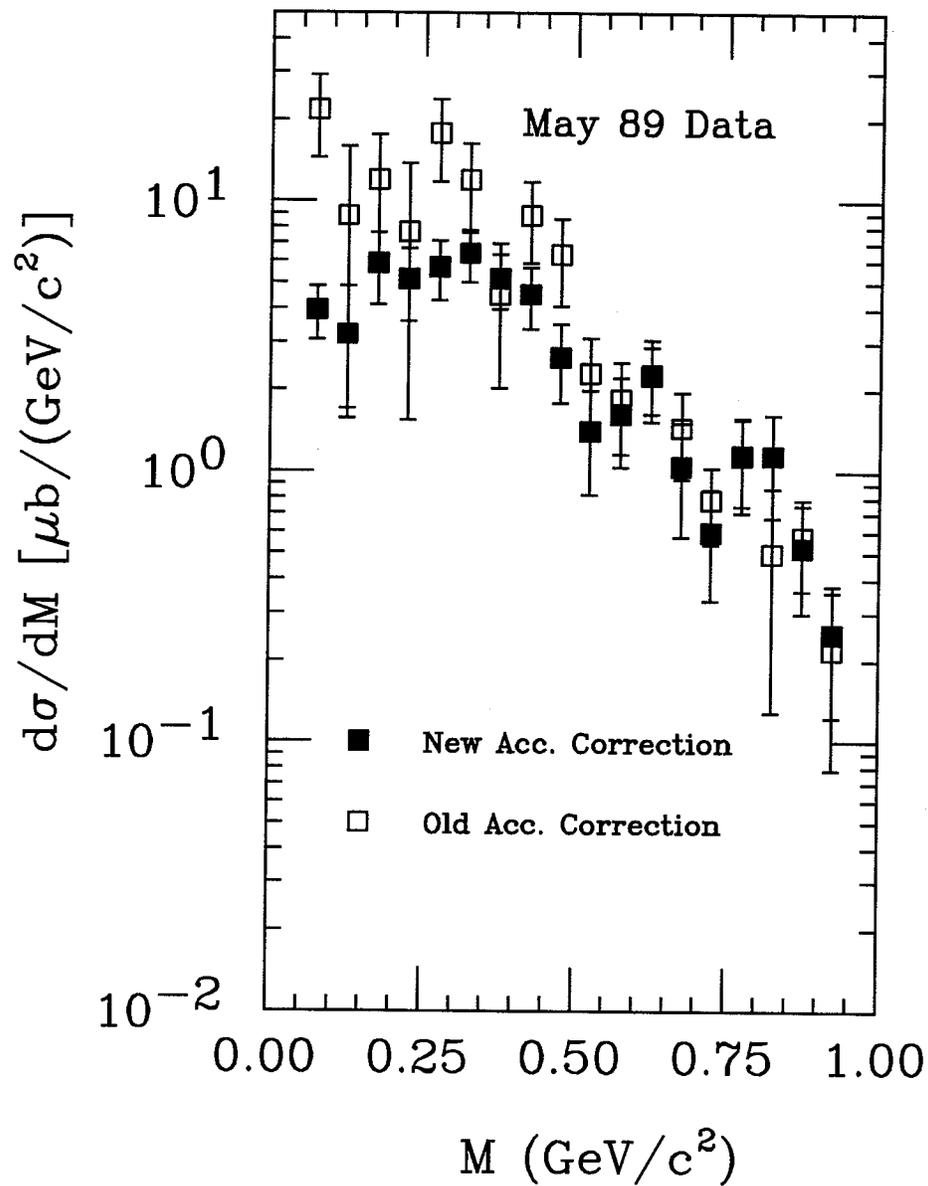


Figure 4.3: Comparaison des spectres de masse obtenus après application de l'ancienne et la nouvelle correction d'acceptance aux données de mai 1989.

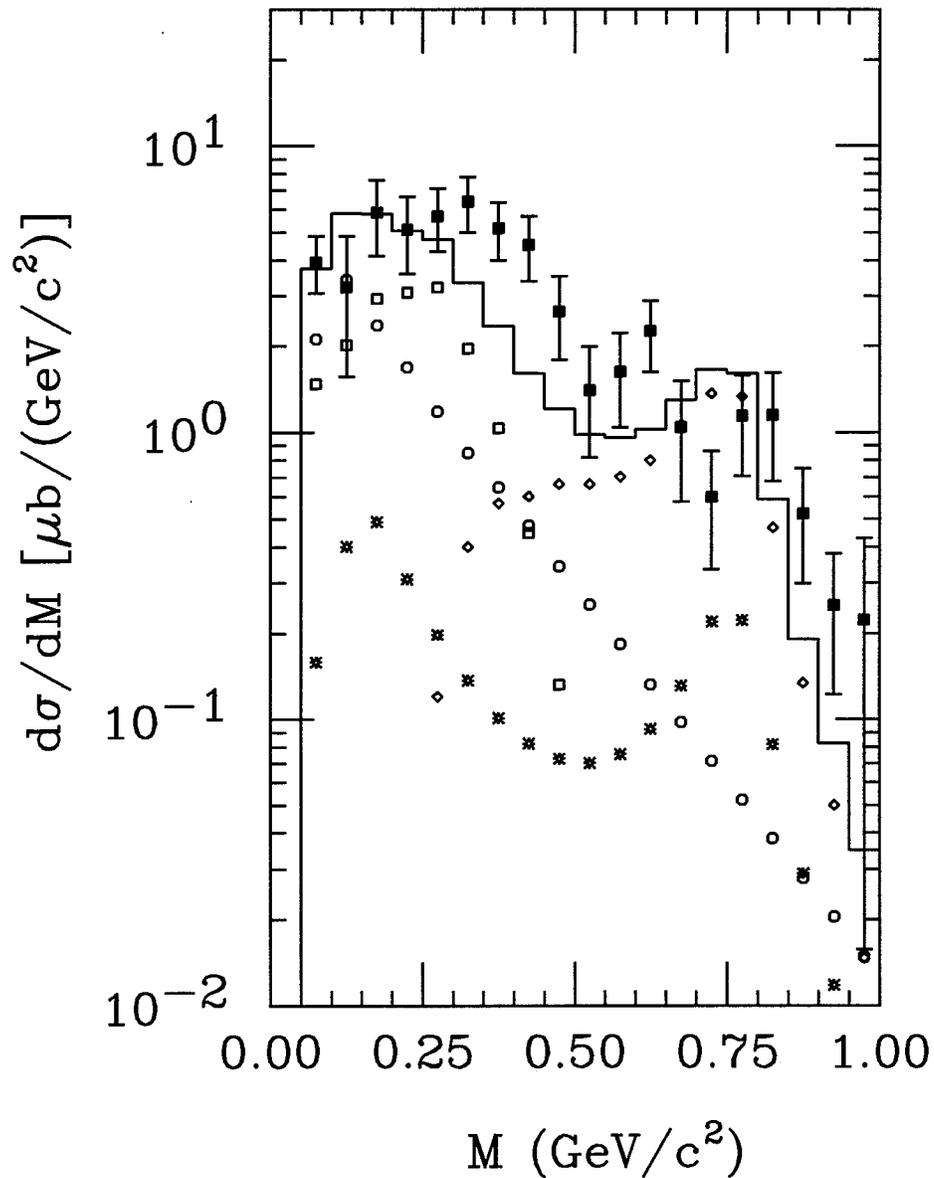


Figure 4.4: Spectre de masse des di-électrons produits dans les collisions  $p-Be$  à 4.9 GeV (carrés solides) comparé au modèle théorique de K. Haglin et C. Gale (**HAG93**) (histogramme). Les différentes contributions sont également présentées : (cercles) Bremsstrahlung, (étoiles) désintégration radiative du  $\Delta$ , (carrés) désintégration Dalitz du  $\eta$  et (diamants) annihilation  $\pi^+\pi^-$ .

La figure 4.5 montre les distributions en moment transverse  $p_t$  pour l'ensemble du spectre de masse (0.05 à 1.00 GeV/c<sup>2</sup>) et pour les masses supérieures à 0.2 GeV/c<sup>2</sup>. Ces deux distributions sont rigoureusement identiques au-dessus de  $p_t = 0.2$  GeV/c, montrant que les paires de très faible masse (comprenant essentiellement celle de la désintégration Dalitz des  $\pi^0$ ), sont produites à faible  $p_t$ , avec toutefois un effet important dû à l'acceptance. Les données à  $0.2 \leq M \leq 1.0$  GeV/c<sup>2</sup> sont bien reproduites par un lissage exponentiel de type  $\exp(-\beta p_t)$  avec  $\beta = 6.32 \pm 0.43$  (GeV/c)<sup>-1</sup>. Nous signalons que ce résultat est en bon accord avec les données  $pBe$  et  $\pi^+Be$  à très haute énergie, 150 GeV (AND76). Ce résultat est également consistant avec nos données  $Ca - Ca$  à 1.0 GeV/A (ROC88b). Précisons que la décroissance exponentielle est en  $p_t$  et non en  $p_t^2$  comme il a été publié par M.R. Adams *et al* (ADA83) pour la réaction  $\pi^-p$  à 17 GeV/c, dont la mesure souffrait d'ailleurs d'une statistique extrêmement faible (165 vraies paires  $e^+e^-$ ). Dans notre cas, une paramétrisation en  $p_t^2$  reproduit mal les données. Le moment transverse moyen (toujours pour  $0.2 \leq M \leq 1.0$  GeV/c<sup>2</sup>) est calculé à partir de la pente de l'exponentielle ( $\bar{p}_t = 2\beta^{-1}$ ). On trouve  $\bar{p}_t = 0.32 \pm 0.02$  GeV/c.

La figure 4.6 montre les spectres de masse pour trois régions de  $p_t$  (petit  $p_t$ , 0.0-0.1 GeV/c;  $p_t$  intermédiaire, 0.1-0.3 GeV/c; et grand  $p_t$ , 0.3-1.0 GeV/c) et les distributions de  $p_t$  pour trois régions de masse invariante (masse faible, excluant toutefois le domaine Dalitz des  $\pi^0$ , 0.2-0.4 GeV/c<sup>2</sup>; masse intermédiaire, 0.4-0.6 GeV/c<sup>2</sup>; et grande masse, 0.6-1.0 GeV/c<sup>2</sup>). Sur la figure 4.6a, la coupure en masse observée aux grands moments transverses est due à l'acceptance du DLS : les paires de faibles masses et grands  $p_t$  tendent à avoir des petites ouvertures angulaires dans le laboratoire, et ne peuvent ainsi traverser les deux bras du spectromètre. L'allure des spectres est exponentielle, y compris pour les distributions en masse invariante, ce qui pour ces dernières, résulte de la statistique limitée et de la résolution dans le domaine de masse du  $\rho - \omega$  en particulier. Les droites représentées sur la figure correspondent à des lissages exponentiels de la forme :

$$\frac{d\sigma}{dM} = a \exp(-\alpha M) \quad \text{et} \quad \frac{d\sigma}{2\pi p_t dp_t} = b \exp(-\beta p_t) \quad (4.4)$$

pour les spectres de masse et de moment transverse respectivement. Notons que dans



le cas des spectres de masse, les ajustement sont effectués pour des masses supérieures à 0.225, 0.275 et 0.325 GeV/c<sup>2</sup>, pour les trois régions de  $p_t$  respectivement. A partir des pentes  $\alpha$  et  $\beta$ , on obtient comme ci-dessus les valeurs moyennes  $\overline{M} = \alpha^{-1}$  et  $\overline{p_t} = 2\beta^{-1}$ . Pentes et valeurs moyennes sont reportées sur les tableaux 4.1 et 4.2.

Moment transverse (GeV/c)	$\alpha$ (GeV/c <sup>2</sup> ) <sup>-1</sup>	$\overline{M}$ (GeV/c <sup>2</sup> )
$0.0 \leq p_t \leq 0.1$	$7.31 \pm 0.46$	$0.14 \pm 0.01$
$0.1 \leq p_t \leq 0.3$	$5.30 \pm 0.46$	$0.19 \pm 0.02$
$0.3 \leq p_t \leq 1.0$	$3.64 \pm 0.78$	$0.27 \pm 0.06$

Tableau 4.1: Pentes et masses invariantes moyennes des spectres de masse en fonction du moment transverse.

Masse (GeV/c <sup>2</sup> )	$\beta$ (GeV/c) <sup>-1</sup>	$\overline{p_t}$ (GeV/c)
$0.2 \leq M \leq 0.4$	$7.39 \pm 0.63$	$0.27 \pm 0.02$
$0.4 \leq M \leq 0.6$	$3.66 \pm 0.57$	$0.55 \pm 0.08$
$0.6 \leq M \leq 1.0$	$2.52 \pm 0.58$	$0.79 \pm 0.18$

Tableau 4.2: Pentes et moments transverses moyens des distributions des  $p_t$  en fonction de la masse invariante.

Les pentes diminuent assez régulièrement pour les deux types de distributions, lorsqu'on passe de la première à la troisième région (les distributions deviennent plus plates). On peut noter toutefois un certain infléchissement entre la deuxième et la troisième région, dû à l'espace de phase réduit. Bien évidemment, les valeurs moyennes varient en sens inverse et augmentent entre la première et la troisième région. L'observation peut donc se résumer en disant que, dans la production des dileptons,  $M$  et  $p_t$  sont corrélés, les valeurs moyennes de ces deux grandeurs varient dans le même sens. Cette observation est comparable au résultat général de physique hadronique à haute énergie, indiquant que les hadrons de masse plus élevée sont produits à  $p_t$  plus élevé. Le modèle phénoménologique de KSS (voir chapitre 1) est en fait basé sur cette analogie dans la production des hadrons et des dileptons. Il faut toutefois remarquer qu'à l'énergie de notre expérience (4.9 GeV), l'effet d'espace de phase altère la corrélation, comme l'a étudié plus précisément A. Letessier-Selvon (LET89).

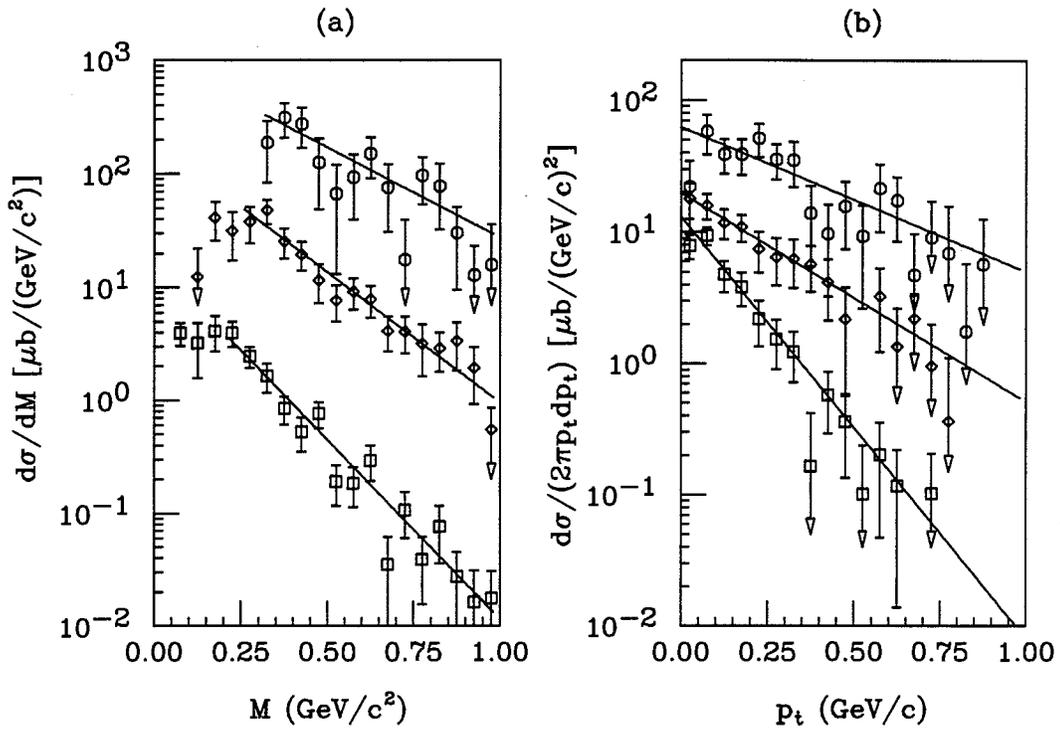


Figure 4.6: (a) : Distribution  $\frac{d\sigma}{dM}$  des di-électrons en fonction de la masse invariante pour trois régions de  $p_t$  : (carrés)  $[0.0, 0.1]$  GeV/c, (diamants)  $[0.1, 0.3]$  GeV/c et (cercles)  $[0.3, 1.0]$  GeV/c avec des facteurs d'échelles respectifs 1, 10 et 100. (b) : Distribution du moment transverse des di-électrons pour trois régions de masse : (carrés)  $[0.2, 0.4]$  GeV/c<sup>2</sup>, (diamants)  $[0.4, 0.6]$  GeV/c<sup>2</sup> et (cercles)  $[0.6, 1.0]$  GeV/c<sup>2</sup> avec des facteurs d'échelle respectifs 1, 10 et 100. Les droites sont des ajustements d'exponentielles.

## 4.4 Multiplicité Associée de Hadrons Chargés

La multiplicité des particules chargées associées à chaque événement est mesurée à l'aide du détecteur de multiplicité décrit dans le chapitre 2. Cette multiplicité est déterminée pour notre échantillon final de paires. La figure 4.7 montre les distributions de multiplicité pour les paires de signe opposé (OS), de même signe (LS) et les vraies paires. La multiplicité observée est identique pour les  $e^+e^+$  et les  $e^-e^-$ . La distribution pour les vraies paires est obtenue par une simple soustraction de la distribution de multiplicité des paires LS de celle des paires OS. Les multiplicités moyennes pour les trois catégories sont respectivement 2.4, 2.6 et 2.2. La valeur obtenue pour les vraies paires n'est pas très significativement plus faible que les valeurs pour les paires OS et LS. Néanmoins, la légère diminution peut être un effet lié à des coïncidences fortuites ; les fausses paires dues à une mauvaise identification des électrons nécessitant la présence d'un grand nombre de particules, donc une multiplicité plus élevée.

Pour améliorer la mesure, nous avons tenu compte des hodoscopes avant RH1 et LH1 de chaque bras, dont les distributions de multiplicité sont présentées dans la figure 4.8 pour les trois catégories de paires (OS, LS et vraies). L'électron et le positron ne sont pas comptabilisés dans les histogrammes. La symétrie des distributions dans les deux bras (à droite et à gauche) est convenable. La multiplicité moyenne dans les hodoscopes avant, soit 0.55 au total pour les deux bras (cas des vraies paires), est à comparer à celle dans le détecteur de multiplicité, soit 2.2. Ces deux valeurs ne sont pas dans le rapport des angles solides, 0.34 et 3.6 str respectivement, car les hodoscopes sont en moyenne à plus petit angle, dans une région où la multiplicité est plus élevée.

La multiplicité totale donnée sur la figure 4.9 est obtenue événement par événement en additionnant les trois valeurs de multiplicités partielles (détecteur de multiplicité, RH1 et LH1). La multiplicité totale moyenne pour les vraies paires est de 2.8. Cette valeur est bien évidemment plus faible que celles obtenues dans les collisions d'ions lourds, même à plus basse énergie. Les résultats de la collaboration DLS sont de 14 hadrons chargés par dilepton pour la réaction  $Ca - Ca$  à 2.1 GeV/A, dans le détecteur de multiplicité uniquement (WEL92), et 36 pour la réaction  $Nb - Nb$  à

1.05 GeV/A, multiplicité totale dans ce dernier cas (**BEE93**). Il serait intéressant de pouvoir comparer directement aux réactions  $p - p$  et  $p - d$  à 4.9 GeV, mais le détecteur de multiplicité n'était pas installé dans les prises de données correspondantes. Toutefois, l'analyse et la simulation de F. Manso (**MAN93**) indiquent que le nombre de pions chargés par dilepton est alors de  $0.4 \pm 0.2$ , auquel s'ajoutent bien sûr les 2 protons. Ce résultat est assez voisin de celui que nous obtenons, justifiant que dans le système  $p$ - noyau (tout au moins  $p - Be$ ), la première collision  $p$ - nucléon est dominante.

Nous avons aussi étudié la multiplicité totale des particules chargées associée aux vraies paires en fonction de la masse  $M$  et du moment transverse  $p_t$ . Les tableaux 4.3 et 4.4 donnent respectivement la multiplicité totale dans quatre régions de masse :  $[0.05, 0.25]$  GeV/ $c^2$ ,  $[0.25, 0.35]$  GeV/ $c^2$ ,  $[0.35, 0.60]$  GeV/ $c^2$  et  $[0.60, 1.00]$  GeV/ $c^2$ , et dans quatre régions de  $p_t$  :  $[0, 0.06]$  GeV/ $c$ ,  $[0.06, 0.15]$  GeV/ $c$ ,  $[0.15, 0.30]$  GeV/ $c$  et  $[0.30, 1.00]$  GeV/ $c$ . Les intervalles ont été choisis de façon à avoir approximativement le même nombre d'événements dans chaque région. On peut noter sur ces tableaux que la valeur moyenne de la multiplicité diminue au fur et à mesure que la masse ou le moment transverse augmentent. Ceci peut être interprété en terme d'espace de phase. L'énergie transmise est partagée entre le dilepton et les particules chargées qui l'accompagnent ; plus la masse invariante ou le moment transverse du dilepton émis sont grands, plus le nombre de particules partageant le reste de l'énergie est petit.

Masse (GeV/ $c^2$ )	Multiplicité totale moyenne
$0.05 \leq M \leq 0.25$	$3.64 \pm 3.76$
$0.25 \leq M \leq 0.35$	$2.91 \pm 2.93$
$0.35 \leq M \leq 0.60$	$2.82 \pm 2.69$
$0.60 \leq M \leq 1.00$	$2.47 \pm 2.93$

Tableau 4.3: Multiplicité totale associée aux vraies paires pour différentes régions de masse invariante  $M$ . Les erreurs sont les RMS des distributions.

### Détecteur de Multiplicité

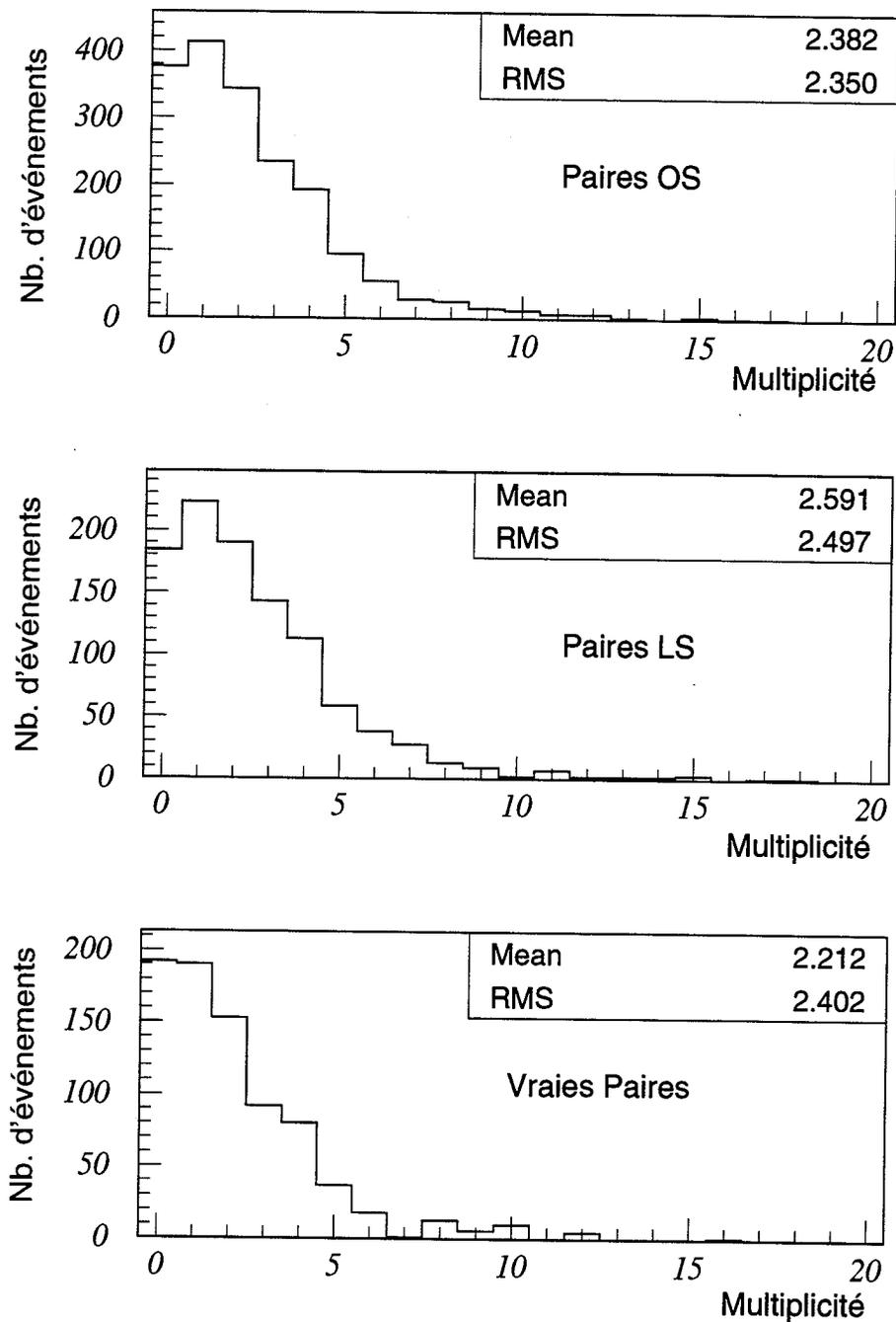


Figure 4.7: Distributions de la multiplicité des particules chargées associées aux paires de signe opposé OS, aux paires de même signe LS et aux vraies paires, mesurée par le détecteur de multiplicité.

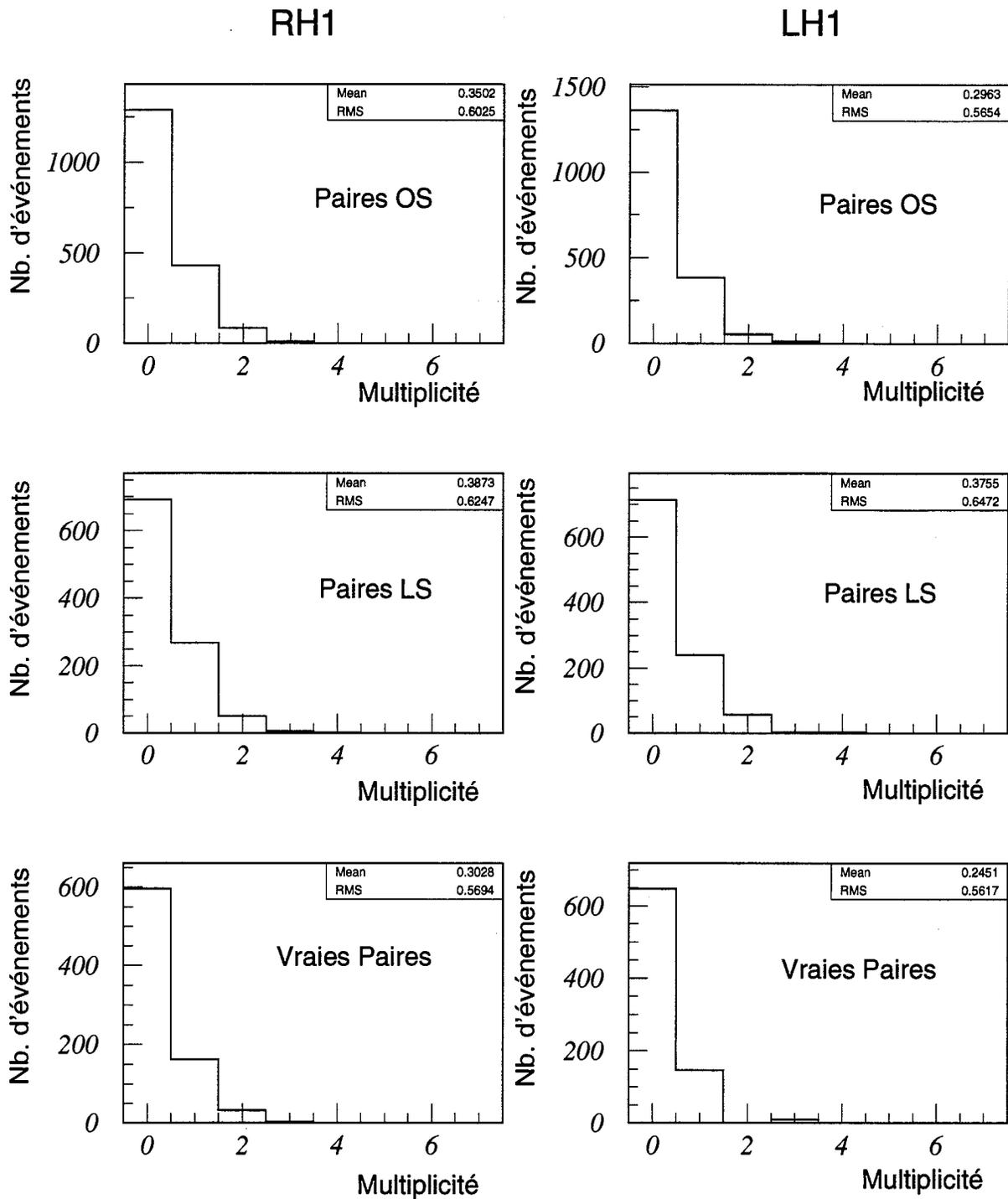


Figure 4.8: Multiplicité dans les hodoscopes avant du bras droit RH1 et du bras gauche LH1 pour les paires OS, LS et vraies paires.

## Multiplicité Totale

Détecteur de Multiplicité + RH1 + LH1

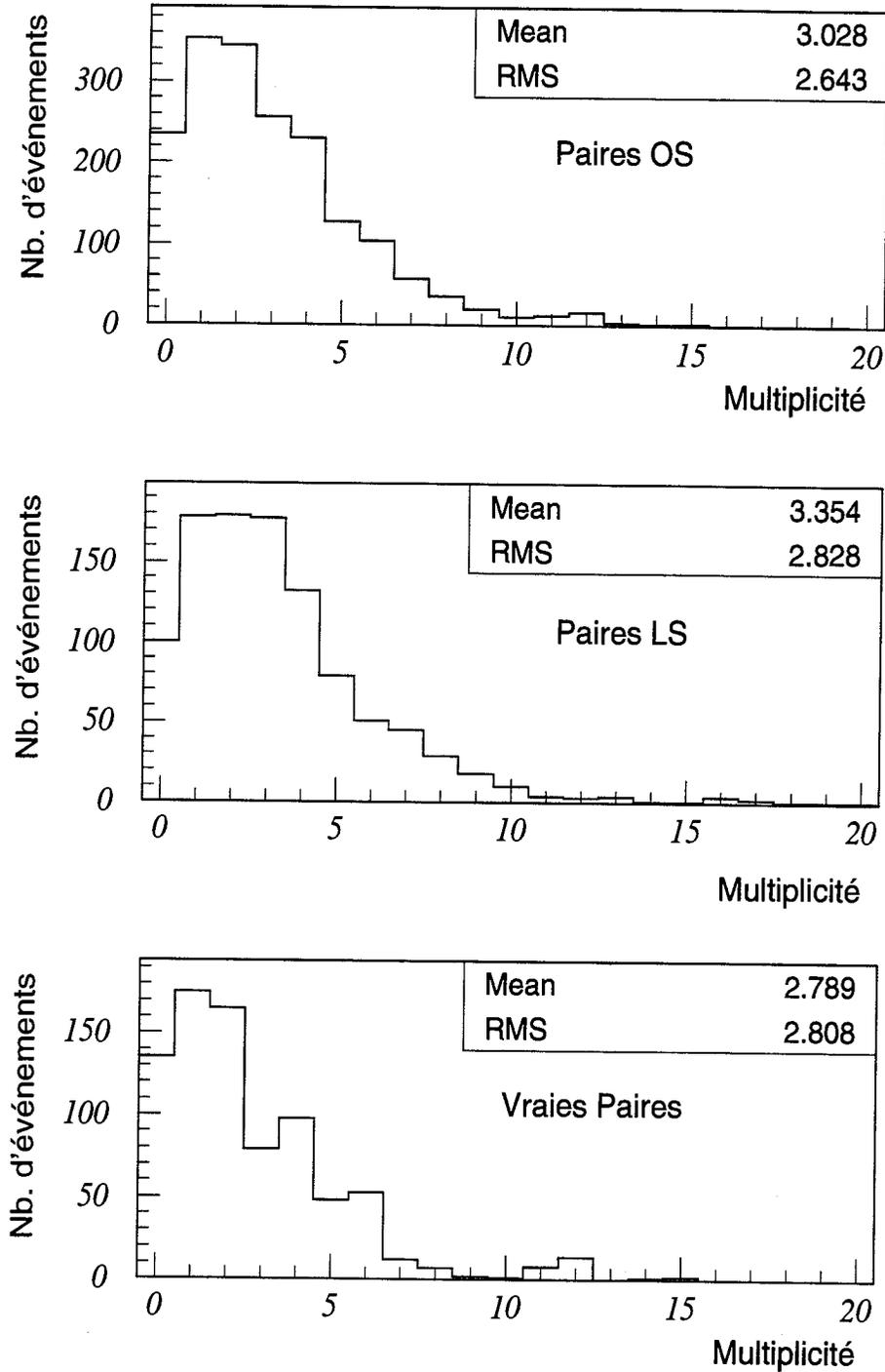


Figure 4.9: Distributions de la multiplicité totale des particules chargées dans la réaction  $p - Be$  à 4.9 GeV.

Moment transverse (GeV/c)	Multiplicité totale moyenne
$0.00 \leq p_t \leq 0.06$	$3.38 \pm 3.02$
$0.06 \leq p_t \leq 0.15$	$2.91 \pm 3.32$
$0.15 \leq p_t \leq 0.30$	$2.73 \pm 2.70$
$0.30 \leq p_t \leq 1.00$	$2.47 \pm 2.49$

Tableau 4.4: Multiplicité totale associée aux vraies paires pour différentes régions du moment transverse  $p_t$ . Les erreurs sont les RMS des distributions.

## 4.5 Comparaison des réactions $p - p$ , $p - d$ et $p - Be$ à 4.9 GeV.

### 4.5.1 Spectres

La production des di-électrons dans les collisions  $p - p$  et  $p - d$  à une énergie cinétique incidente de 4.9 GeV est mesurée avec une haute statistique par la collaboration DLS (voir chapitre 1). Le nombre de paires identifiées est de l'ordre de  $10^4$ , environ 12 fois plus grand que celui obtenu en mai 89 pour les collisions  $p - Be$  à 4.9 GeV. La figure 4.10 montre la section efficace de production des di-électrons dans les trois collisions  $p - p$ ,  $p - d$  et  $p - Be$  à 4.9 GeV, en fonction de la masse de la paire. Les trois spectres ont les mêmes caractéristiques. Notons aussi la contribution des mésons  $\rho/\omega$  dans la région des grandes masses  $M \geq 0.70$  GeV/ $c^2$ . La forme des trois spectres est statistiquement identique à plus de 70% de niveau de confiance.

La figure 4.11 donne les distributions en moment transverse pour les trois réactions. Ces sections efficaces sont intégrées sur la totalité du domaine de masse de 0.05 à 1.00 GeV/ $c^2$ . A l'exception des quatre premiers points  $p_t < 0.2$  GeV/ $c$ , les trois distributions sont consistantes avec un ajustement exponentiel de type :

$$\frac{d\sigma}{2\pi p_t dp_t} = C \exp(-\beta p_t) \quad (4.5)$$

où  $C$  et  $\beta$  sont respectivement la valeur à l'origine et la pente de l'exponentielle. Les quatre premiers n'ont pas été pris en considération dans l'ajustement pour les raisons discutées antérieurement. Le tableau 4.5 résume les résultats du lissage. On peut noter que les distributions des données en  $p - p$  et  $p - d$  sont relativement similaires

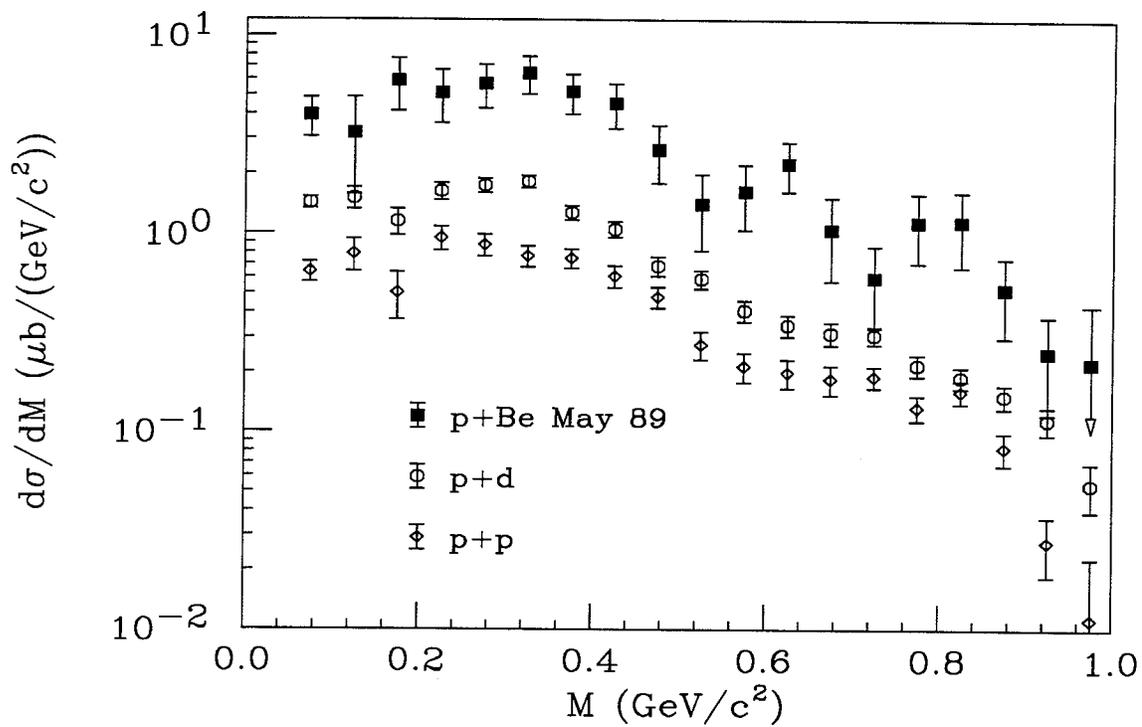


Figure 4.10: Sections efficaces de production des di-électrons dans les collisions  $p-p$ ,  $p-d$  et  $p-Be$  à 4.9 GeV, en fonction de la masse invariante  $M$ .

en terme de pente, alors que la distribution en  $p - Be$  décroît plus rapidement. Ceci est dû peut être au moment de Fermi. L'interprétation de cette observation nécessiterait un modèle théorique, et il est important de souligner ici l'intérêt des distributions en moment transverse pour contraindre les modèles, alors que la plupart des calculs théoriques concernent uniquement les distributions en masse invariante.

Données	C	$\beta$ (GeV/c) <sup>-1</sup>	$\chi^2$
$pBe$	$11.36 \pm 1.40$	$5.98 \pm 0.80$	3.26
$pd$	$7.46 \pm 1.14$	$8.72 \pm 0.37$	5.04
$pp$	$3.78 \pm 1.16$	$8.11 \pm 0.39$	13.51

Tableau 4.5: Résultats du lissage des distributions en  $p_t$  par des exponentielles.

#### 4.5.2 Rapports $pd/pp$ et $pBe/pp$

Un des résultats les plus importants fourni par la mesure des di-électrons dans les collisions  $p - p$  et  $p - d$  à 4.9 GeV est le rapport  $pd/pp$  des sections efficaces intégrées que nous avons présenté et discuté au chapitre 1. Ce rapport indique l'importance relative des processus de production des dileptons mis en jeu, par exemple le bremsstrahlung  $pp$  et  $pn$ . Le rapport  $pd/pp$  obtenu à 4.9 GeV ( $1.9 \pm 0.1$ ) établit que, soit le bremsstrahlung  $pn$ , comme calculé avec les premiers modèles théoriques, n'est pas la source dominante, soit le bremsstrahlung  $pp$  n'est pas supprimé, soit les deux. Nous avons étendu cette étude au rapport  $pBe/pp$ . La figure 4.12 montre les rapports  $pd/pp$  et  $pBe/pp$  en fonction de la masse invariante. Aucune dépendance en masse n'est observée. En tenant compte des erreurs systématiques attachées à la mesure des sections efficaces, la valeur mesurée du rapport  $pBe/pp$  des deux sections efficaces intégrées sur  $M \geq 0.20$  GeV/ $c^2$  est de  $6.67 \pm 0.64(stat) \pm 3.80(sys)$ . Ce résultat reste consistant avec une dépendance linéaire en  $A_t$  (numéro atomique de la cible). Nous discutons plus particulièrement cette dépendance ci-dessous. On peut noter que le rapport  $pBe/pp$  est indépendant du moment transverse, alors que ce n'est pas le cas pour  $pd/pp$ , comme il a été observé précédemment sur les distributions en moment transverse.

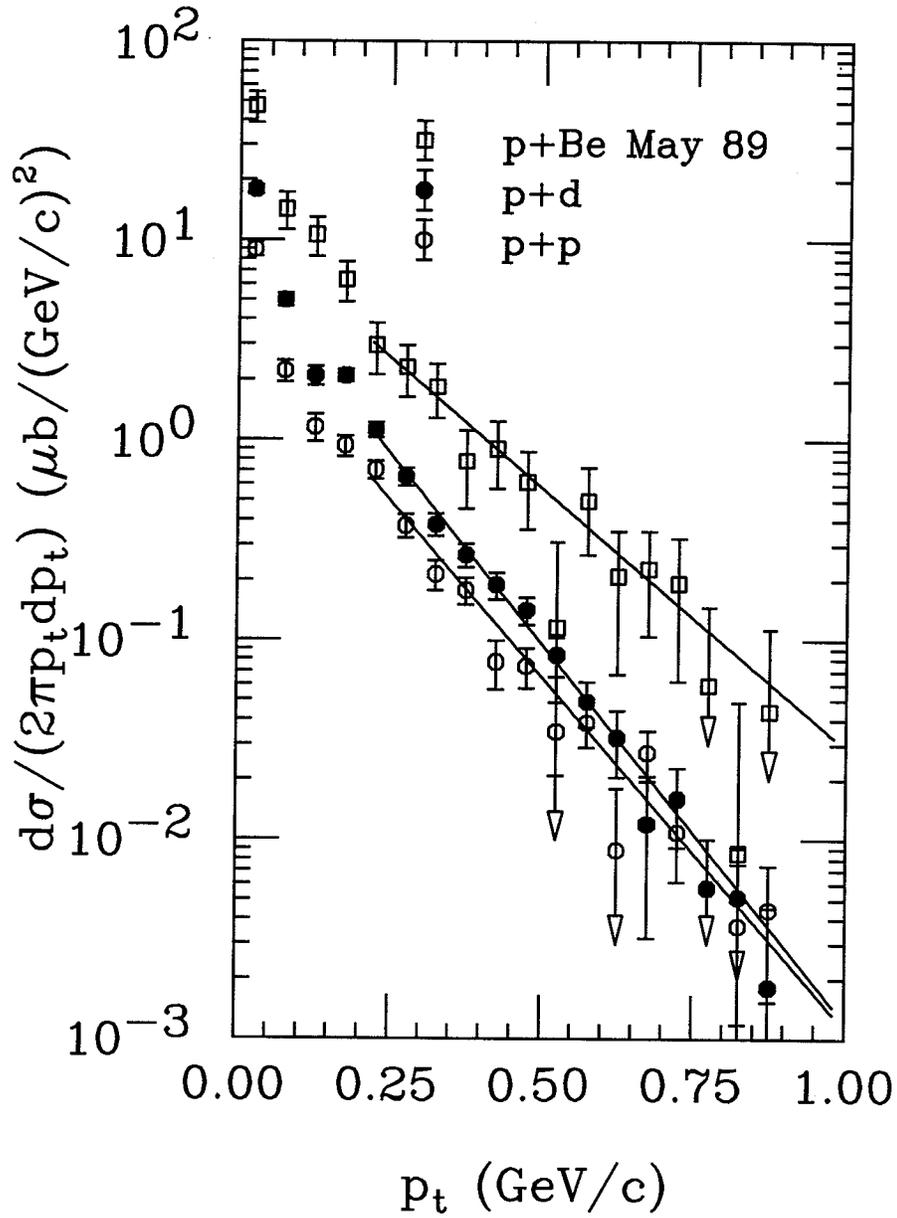


Figure 4.11: Distributions des moments transverse des di-électrons dans les collisions  $p - p$ ,  $p - d$  et  $p - Be$  à 4.9 GeV. Les droites sont des ajustements aux points expérimentaux pour  $p_t > 0.05$  GeV/c.

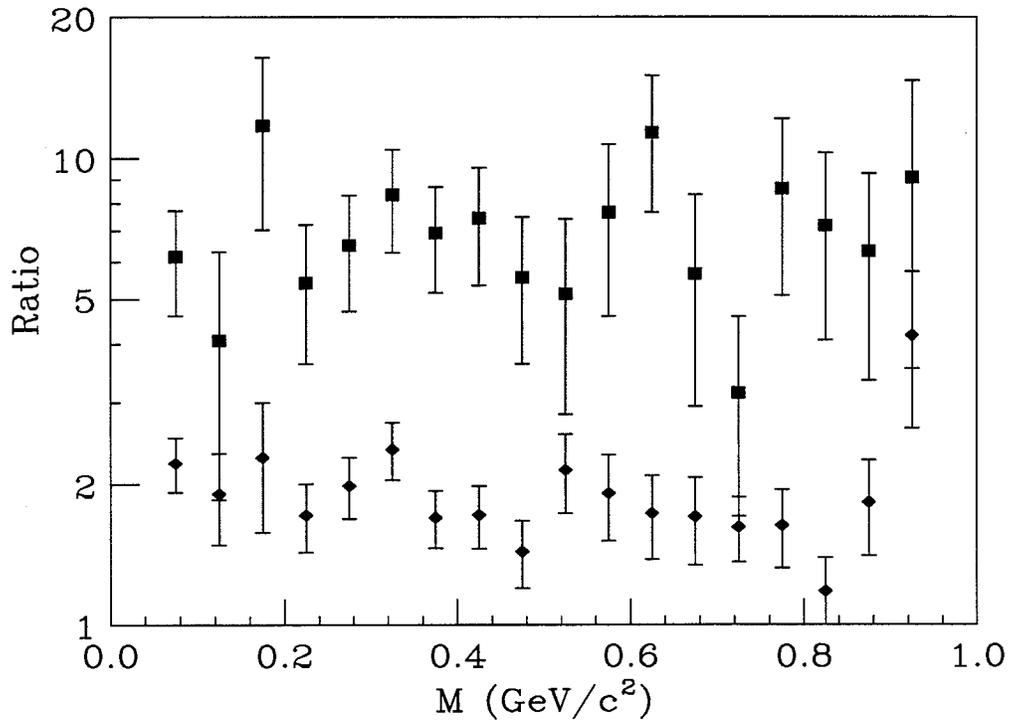


Figure 4.12: Distribution des rapports  $\sigma_{pBe}/\sigma_{pp}$  (carrés) et  $\sigma_{pd}/\sigma_{pp}$  (diamants) en fonction de la masse invariante.

### 4.5.3 Dépendance de la section efficace en $A_t$

La dépendance de la section efficace en numéro atomique  $A_t$  du noyau cible est fréquemment paramétrisée par  $\sigma = \sigma_o \cdot A_t^\alpha$  (NAG81,CAP91,GEI91). Le paramètre  $\alpha$  a une grande importance au plan de l'interprétation des processus hadroniques. La circonférence, la surface et le volume d'un noyau de rayon  $R \approx 1.2 \cdot A^{1/3}$  (fm) peuvent être sondés par différentes réactions dont les sections efficaces sont proportionnelles à  $A^\alpha$ , où  $\alpha = 1/3, 2/3$  et  $1$  respectivement. Le paramètre  $\alpha$  est aussi associé au degré de violence de la collision. La valeur  $2/3$  correspond à des processus doux, alors que des valeurs plus élevées sont associées à des processus durs. Une faible transparence du noyau cible se traduit par  $\alpha \approx 2/3$  (BUS92). Enfin, des processus multiples par exemple l'annihilation  $\pi^+\pi^-$  dans notre cas, pourrait se traduire par des valeurs de  $\alpha$  supérieures à  $1$ .

Les trois spectres de masse correspondant aux données  $p-p$ ,  $p-d$  et  $p-Be$  à  $4.9$  GeV sont intégrés dans le domaine de masse  $M \geq 0.20$  GeV/ $c^2$ , coupure qui exclue la production des di-électrons par la désintégration Dalitz du  $\pi^0$ . Le tableau 4.6 donne les sections efficaces intégrées correspondantes, attachées d'erreurs statistiques et systématiques. L'erreur systématique d'environ 40% étant due essentiellement à l'efficacité du trigger. La figure 4.13 montre en échelle log-log ces sections efficaces intégrées en fonction de  $A_t$ . Le lissage des trois points expérimentaux par la fonction  $\sigma = \sigma_o \cdot A_t^\alpha$  fournit la valeur  $\alpha = 0.87 \pm 0.26$ . L'erreur assez large sur  $\alpha$  est due essentiellement aux erreurs systématiques. La valeur mesurée de  $\alpha$  est consistante avec une dépendance à la fois en  $A^{2/3}$  et en  $A^1$ . Nous avons également effectué la même analyse dans la région de masse  $0.05 < M < 0.2$  GeV/ $c^2$  (région de  $\pi^0$ ). La valeur mesurée de  $\alpha$  est de  $0.83 \pm 0.28$ .

Réactions	Section efficace (nb)
$pp \longrightarrow e^+e^-X$	$295 \pm 12(stat) \pm 118(syst)$
$pd \longrightarrow e^+e^-X$	$544 \pm 16(stat) \pm 218(syst)$
$pBe \longrightarrow e^+e^-X$	$1988 \pm 170(stat) \pm 791(syst)$

Tableau 4.6: Sections efficaces intégrées ( $M \geq 0.20$  GeV/ $c^2$ ) à  $4.9$  GeV

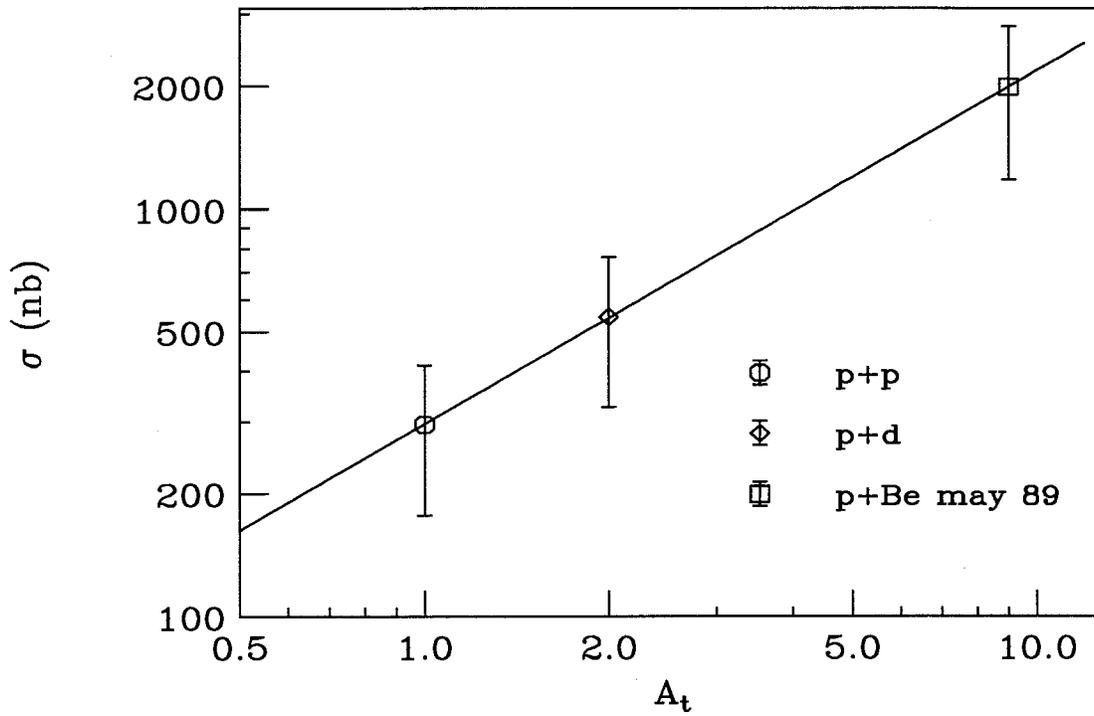


Figure 4.13: Dépendance de la section efficace intégrée au nombre  $A_t$  de nucléons dans le noyau cible. Les barres d'erreurs incluent statistique et systématique.



# Conclusion

Nous avons mesuré la section efficace de production des di-électrons dans les collisions  $p-Be$  à 4.9 GeV d'énergie cinétique incidente. Il s'agit ici de la deuxième mesure effectuée en mai 89; la première fut en décembre 86. Notre échantillon de départ consiste en  $2.4 \cdot 10^5$  événements di-électron enregistrés sur bandes magnétiques. 1683 paires  $e^+e^-$  ont été identifiées, dont 842 vraies paires. Au cours de l'analyse des distributions des ADC et des TDC, nous avons noté deux problèmes qui ont été corrigés par la suite : (i) la dérive du piédestal due aux effets de variation de la température dans les modules électroniques, (ii) le "time slewing" dû essentiellement à la fluctuation en amplitudes des signaux. Nous avons également concentré notre effort à étudier l'efficacité du trigger. Celle-ci était passée inaperçue dans l'analyse des premières expériences du DLS. Nous avons évalué un facteur correctif du temps mort de l'électronique associée au trigger pour chacune des expériences  $p-Be$  à 4.9 GeV de 1986 et 1989, facteur correctif introduit directement dans la normalisation des sections efficaces.

Après application des efficacités et de la correction d'acceptance, nous avons comparé le spectre de masse obtenu à celui de 1986. Les deux spectres sont statistiquement identiques avec un niveau de confiance supérieur à 90%, ce qui constitue donc une confirmation des premières observations de la collaboration DLS.

L'examen quantitatif du spectre de masse montre un accord raisonnable avec les derniers résultats du modèle théorique de K. Haglin et C. Gale. Dans la région des masses faibles, le bremsstrahlung hadronique et la désintégration Dalitz du  $\eta$  constituent la source majeure des di-électrons. La section efficace mesurée dans la région du  $\rho/\omega$  est pratiquement expliquée en terme de la contribution de l'annihilation

$\pi^+\pi^-$ . Toutefois aux masses intermédiaires, un facteur 3 de désaccord apparaît entre nos données et ce modèle.

La distribution du moment transverse  $\frac{d\sigma}{dp_t^2}$  en fonction de  $p_t$  est bien reproduite par l'ajustement  $\exp(-6p_t)$ . Ce résultat est très consistant avec les données aux hautes énergies.

L'étude des spectres de masse et de moment transverse dans différents intervalles de  $p_t$  et de  $M$  respectivement, montre une forte dépendance de la production des di-électrons, simultanément, en masse invariante et en moment transverse, les valeurs moyennes de ces deux grandeurs varient dans le même sens. Souvent, les spectres de masse seuls sont utilisés pour comparer les données expérimentales aux modèles théoriques. Il est utile de souligner ici que les distributions en moment transverse et rapidité peuvent aussi apporter des contraintes expérimentales, et doivent donc être prises en compte lors de l'élaboration des modèles.

Juste avant l'expérience de mai 89, un détecteur supplémentaire a été installé autour de la cible pour mesurer la multiplicité de particules chargées émises dans les collisions. La multiplicité totale moyenne associée aux vraies paires est de 2.8. Cette valeur est voisine (légèrement supérieure) à celles estimées pour les réactions  $p-p$  et  $p-d$ , ce qui est une indication que la première interaction nucléon-nucléon est prépondérante dans les collisions  $p$ -noyau.

La comparaison des résultats obtenus en  $p-p$ ,  $p-d$  et  $p-Be$  à 4.9 GeV montre une similitude dans les formes des spectres de masse invariante. Les distributions du moment transverse ont toutes un comportement exponentiel, mais la pente de la distribution en  $p-d$  est significativement différente des autres, ce qui appelle un modèle théorique pour interprétation. Le rapport  $pBe/pp$  des sections efficaces  $\sigma_{pBe}$  et  $\sigma_{pp}$  est de  $6.7 \pm 0.6(stat) \pm 3.8(syst)$ . Les sections efficaces mesurées dans ces trois réactions sont bien reproduites par une paramétrisation de type  $\sigma = \sigma_0 \cdot A^\alpha$  où  $\alpha = 0.87 \pm 0.26$ , valeur consistante toutefois, à cause de l'erreur systématique essentiellement, avec les deux valeurs particulières  $2/3$  et  $1$ .

Les mesures effectuées par la collaboration DLS ont montré la faisabilité d'expériences utilisant la sonde dileptonique dans les collisions  $p-p$ ,  $p-A$  et  $A-A$  aux énergies intermédiaires (1 à 5 GeV/A). Les dileptons sont très appropriés pour étudier la

matière hadronique dense et chaude créée lors des collisions d'ions lourds relativistes. Plus particulièrement, la région au dessus de  $0.5-0.6 \text{ GeV}/c^2$  du spectre de masse invariante est dominée par l'annihilation  $\pi^+\pi^-$  et la désintégration à deux corps des mésons vecteurs ( $\rho/\omega$ ), et elle doit être sensible aux effets de milieu. Les premiers résultats de la collaboration obtenus dans les collisions noyau-noyau sont en accord qualitatif avec les modèles actuels. Les toutes dernières mesures ont été consacrées aux systèmes  $d - Ca$ ,  $\alpha - Ca$ ,  $C - C$  et  $Ca - Ca$  à  $1 \text{ GeV}/A$ , et la statistique obtenue est relativement élevée, la résolution expérimentale limitée du DLS restant cependant un obstacle pour une interprétation fine.

Un programme de seconde génération est déjà élaboré par la collaboration HADES (High Acceptance Di-Electron Spectrometer) au GSI/Darmstadt. Le nouveau spectromètre est conçu avec une grande acceptance et une bonne résolution assez suffisante pour identifier précisément le  $\rho$  et le  $\omega$ . L'objectif essentiel du projet est une étude systématique de ces deux produits dans les collisions d'ions lourds (jusqu'à  $Au - Au$ ) aux énergies disponibles à SIS ( $1$  à  $1.5 \text{ GeV}/A$ ).



# Bibliographie

- (ADA83) M.R. Adams *et al.*, Phys. Rev. **D27** (1983) 1977
- (AIC86) J. Aichelin and H. Stöcker, Phys. Lett. **B176** (1986) 14
- (AIC88) J. Aichelin *et al.*, Phys. Rev. **C37** (1988) 2451
- (AND76) K.J. Anderson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 4
- (BEE91) S.Y. Beedoe, "Dielectron Production in Niobium-Niobium Collisions at 1.05 GeV/A" PhD Thesis UCLA, USA (1991)
- (BEE93) S.Y. Beedoe *et al.*, Phys. Rev. **C47** (1993) 2840
- (BEV90) Bevalac User's Handbook, Pub-3080, Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, Berkeley CA 94720. April 1990.
- (BJO76) J. Bjorken and H. Weisberg, Phys. Rev. **D13** (1976) 1405
- (BLO82) D. Blockus *et al.*, Nucl. Phys. **B201** (1982) 205
- (BRA76) W. Braunschweig *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **134** (1976) 261
- (BRO76) A. Browman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 246
- (BRU87) R. Brun *et al.*, GEANT3 User's Guide. Technical report, CERN, (1987)
- (BUS92) W. Busza, Nucl. Phys. **A544** (1992)
- (CAP91) A. Capella, Nucl. Phys. **A525** (1991) 133
- (CER81) V. Černý, P. Lichard, and J. Pišút, Phys. Rev. **D24**, 652 (1981)
- (CUG80) J. Cugnon, Phys. Rev. **C22** (1980) 1885
- (CUG81) J. Cugnon *et al.*, Nucl. Phys. **A352** (1981) 505
- (DRE70) S.D. Drell and T-M. Yan, Phys. Rev. Lett. **25** (1970) 316
- (GAL87) C. Gale and J. Kapusta, Phys. Rev. **C35** (1987) 2107
- (GAL89) C. Gale and J. Kapusta, Phys. Rev. **C40** (1989) 2397
- (GEI91) W.M. Geist, Nucl. Phys. **A525** (1991) 149

- (GOR89) J.S. Gordon, "A Search for Low-Mass Dielectron Production in Proton-Beryllium Collisions at 2.1 GeV" PhD Thesis. UCLA, USA (1989)
- (HAG89) K. Haglin and J. Kapusta, Phys. Lett. **B224** (1989) 433
- (HAG93) K. Haglin and C. Gale, Phys. Rev. **C49** (1994) 401
- (HALZ) F. Halzen and A.D. Martin, Quarks & Leptons: An introductory Course in Modern Particle Physics, John Wiley & sons, Inc (1984)
- (HUA92) H.Z. Huang *et al.*, Phys. Lett. **B297** (1992) 233
- (KIN78) K. Kinoshita, H. Satz et D. Schildknecht, Phys. Rev. **D17** (1978) 1834
- (KO89) C.M. Ko, L.H Xia and P.J Siemens, Phys. Lett. **B231** (1989) 16
- (KOR90a) C.L. Korpa and S. Pratt, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 1502
- (KOR90b) C.L. Korpa *et al.*, Phys. Lett. **B246** (1990) 333
- (L.O.I) Letter of Intent HADES a High Acceptance Di-Electron Spectrometer for SIS
- (LAN85) L.G. Landsberg, Phys. Rep. **128** (1985) 301
- (LAU71) B.E Lautrup and J. Smith, Phys. Rev. **D3** (1971) 1122
- (LET89) A. Letessier-Selvon *et al.*, Phys. Rev **C40**, (1989) 1513
- (LIP91) T. Lippert *et al.*, Int. Jour. Mod. Phys. **A6** (1991) 5249
- (LIU88) J. Liu and H. Matis, "LISA User's Tutorial" LBL report PUB-3071
- (MAN93) F. Manso, Thèse présentée à l'université Blaise Pascal/Clermont II, numéro d'ordre DU 538 (1993)
- (MIK81) S. Mikamo *et al.*, Phys. Lett. **B106** (1981) 428
- (MIY73) T. Miyazaki and E. Takasugi, Phys. Rev. **D8** (1973) 2051
- (NAG81) S. Nagamiya *et al.* Phys. Rev **C24** (1981) 971
- (NAU89) C. Naudet *et al.*, Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 2652
- (NAU93) C. Naudet, Internal DLS Note, "quantitative comparaison of the shape of our invariant mass spectra under different analysis." march 16 1993
- (ROC87) G. Roche *et al.*, "First results on dilepton the production at the Bevalac." In proceeding of 8<sup>th</sup> High Energy Heavy Ion Study, Berkeley, CA, November 16-20,1987
- (ROC88) G. Roche *et al.*, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 1069
- (ROC88b) G. Roche *et al.*, "Dielectron production in p+Be and Ca+Ca collisions at the Bevalac" Presented at the third International Conference on Nucleus-Nucleus

Collisions, Saint Malo, France, June 6-11, 1988 LBL-25475

- (ROC89) G. Roche *et al.*, Phys. Lett. **B226** (1989) 226
- (ROC93) G. Roche, "Hadronic Matter and Dileptons or In-Medium Properties of Hadrons"  
Invited talk presented at the NATO advanced study institute. Bodrum (Turkey)  
-september 26-october 9, (1993)
- (SAM61) N.P.Samios, Phys. Rev. **121** (1961) 275
- (SCH86) L.S Schroeder, "Probing nuclear matter with dileptons" LBL-21974 (1986)
- (SCH92) J. Schukraft, Nucl. Phys. News. **2** (1992) 14
- (SCHA89) M. Schäfer *et al.*, Phys. Lett. **B221** (1989) 1
- (SHU80) E.V. Shuryak, Phys. Rep. **61** (1980) 71
- (SMI81) A.J.S. Smith, Dilepton In J.Tran Thanh Van, editor, Moriond Workshop on  
lepton Pair Production, Les arcs-Savoie-France (1981)
- (SOR89) H. Sorge, H. Stöcker and W. Greiner, Ann. Phys. **192** (1989) 266
- (WEL92) R. Welsh, "Obsevation of Dilepton Production in Calcium-Calcium Collisions  
at 2.1 GeV/nucleon Kinetic Energy" PhD Thesis The Johns Hopkins Univer-  
sity, USA january 31, (1992)
- (WIL93) W.K. Wilson *et al.*, "Dielectron Measurement in p+p and p+d Interactions  
from  $E_{beam}=1.0$  to 4.9 GeV." LBL-34337 (1993)
- (WOL90) Gy. Wolf *et al.*, Nucl. Phys. **A517** (1990) 615
- (WOL93) Gy. Wolf *et al.*, Nucl. Phys. **A552** (1993) 549
- (XIA88) L.H.Xia *et al.*, Nucl. Phys. **A485** (1988) 721
- (XIO90a) L.Xiong *et al.*, Nucl. Phys. **A512** (1990) 772
- (XIO90b) L. Xiong *et al.*, Phys. Rev. **C41** (1990) R1355
- (YEG88) A.S. Yegneswaran, "Low Mass and Low Transverse Momentum Direct Electron-  
Positron Production in Proton-Beryllium Interactions" PhD Thesis. Nortwest-  
ern University, Evaston, Illinois USA (1988)



Imp Sciences 24, Avenue des Landais - 63177 AUBIERE Cedex - Dépôt légal  
2<sup>e</sup> Trimestre 1994



## RESUME :

Les dileptons constituent une sonde pénétrante de la matière hadronique à haute densité et haute température créée lors des collisions nucléaires. Ils sont produits par plusieurs processus tels que le bremsstrahlung  $N - N$ , l'annihilation  $\pi^+\pi^-$ , la désintégration des mésons vecteurs ( $\rho, \omega, \phi$ ) et la désintégration radiative du  $\Delta$ .

Nous avons mesuré la section efficace de production des dileptons  $e^+e^-$  dans la réaction  $p-Be$  à 4.9 GeV. L'expérience a eu lieu auprès de l'accélérateur BEVALAC en utilisant le spectromètre DLS (DiLepton Spectrometer). Les résultats ont permis tout d'abord de préciser une correction de temps mort de l'électronique dans les données antérieures de 1986.

Le spectre de masse invariante des dileptons obtenu est en accord qualitatif avec le modèle théorique récent de Haglin et Gale, sauf dans la région de masse autour de 400-500 MeV. La distribution du moment transverse, ainsi que la corrélation observée entre masse invariante et moment transverse, correspondent aux données de la physique hadronique à plus haute énergie.

La multiplicité associée des hadrons chargés est mesurée par un détecteur approprié. La multiplicité totale moyenne associée aux dileptons est de 2.8.

L'étude comparative des résultats obtenus en  $p-p$ ,  $p-d$  et  $p-Be$  à 4.9 GeV montre une similitude dans les formes des spectres de masse invariante et de moment transverse. Les rapports  $pd/pp$  et  $pBe/pp$  des sections efficaces sont de  $1.9 \pm 0.1$  et de  $6.7 \pm 0.6$  respectivement. Les sections efficaces mesurées dans les réactions  $pp$ ,  $pd$  et  $pBe$  sont bien reproduites par la paramétrisation habituelle  $\sigma \propto A^\alpha$  où  $\alpha = 0.87 \pm 0.26$ .

Mots-Clés :

Processus de Production des Dileptons  
Spectromètre de Dileptons (DLS)

Collisions p-A

Multiplicité Associée

Dépendance en A

Corrélation Masse-Moment Transverse