

CHAPITRE IV

METHODES D'ANALYSE

Dans ce chapitre nous décrivons la méthode qui nous permet de remonter aux distributions physiques lors de la production de l'événement à partir des distributions mesurées.

L'outil principal pour ce travail est le bon programme de simulation des événements. Celui-ci doit contenir:

- une génération des distributions physiques les plus proches possibles des distributions à la production des événements:
- une description complète de l'appareillage y compris l'interaction dans la cible, la diffusion multiple et la perte d'énergie dans les matériaux, la déflexion dans le champ magnétique, le système de déclenchement et la mesure des coordonnées par les chambres proportionnelles à fils.

Les événements générés par le programme de Monte Carlo sont ensuite reconstruits par le programme des événements expérimentaux. Cette reconstruction conduit à l'obtention de quantités mesurées différentes des valeurs générées, ce qui traduit les modifications introduites par l'appareillage aux distributions de départ.

4.1 LE PROGRAMME DE SIMULATION MONTE CARLO

Nous avons généré un lot de 54 000K (15 000K) événements ce qui correspond à 1 500K (400K) événements reconstruits de masse supérieure à 4 GeV pour l'impulsion du faisceau de 194 GeV/c (284 GeV/c).

4.1.1 GENERATION DES EVENEMENTS

4.1.1.1. Paramètres du dimuon

Nous avons utilisé, au départ, les distributions physiques mesurées par des expériences précédentes, avec le formalisme du modèle de Drell-Yan.

Les variables choisies pour caractériser la cinématique du dimuon sont l'impulsion transverse P_T et les variables sans dimension τ (ou $\sqrt{\tau}$) et x_F , qui ont été définies au chapitre I.

Pour simplifier et puisque la théorie n'est pas encore concluante sur le sujet, la distribution en P_T est générée indépendamment de $\sqrt{\tau}$ et x_F . Nous avons utilisé la première paramétrisation de l'expérience NA3 [18] :

$$F(P_T) = \frac{P_T (1 - \tau_T)^\gamma}{M_T^\beta}$$

où

$$M_T = \sqrt{\alpha^2 + 4 P_T^2}$$

$$\tau_T = M_T / C_s$$

avec C_s : la valeur centrale de l'énergie totale dans le centre de masse de la collision,

et

$$\begin{aligned} \alpha &= 4.15 \text{ GeV} \\ \beta &= 4.70 \\ \gamma &= 11.05 \end{aligned}$$

Les distributions en τ (ou $\sqrt{\tau}$) et x_F ont été générées selon la section efficace du modèle de Drell-Yan, donnée par l'expression I-1 du Chapitre I :

$$\frac{d^2\sigma}{d\tau dx_F} = \frac{4\pi \alpha^2}{9} \cdot \frac{1}{\sqrt{x_F + 4\tau}} \cdot \frac{1}{s x_1 x_2} \sum_i e_i^2 (q_{H_1}^i \bar{q}_{H_2}^{-i} + 1 \leftrightarrow 2) \quad (\text{IV-1})$$

ou bien

$$\frac{d^2\sigma}{d\sqrt{\tau} dx_F} = \frac{8\pi \alpha^2}{9} \cdot \frac{1}{s(x_1 x_2)^{1/2}(x_1 + x_2)} \sum_i e_i^2 (q_{H_1}^i \bar{q}_{H_2}^{-i} + 1 \leftrightarrow 2) \quad (\text{IV-2})$$

où :

$$\begin{aligned} \tau &= x_1 x_2 = M^2/s \\ x_F &= x_1 - x_2 = 2 P_L^* / \sqrt{s} \end{aligned}$$

s = carré de l'énergie totale au centre de masse

q_H^i = densité de probabilité du quark de saveur i dans le hadron H .

Les fonctions de structure ont été introduites avec la paramétrisation suivante à la Buras-Gaemers [19]:

$$\begin{aligned} x q(x) &= A_v x^\alpha (1-x)^\beta, \text{ pour les quarks de la valence} \\ x q(x) &= A_s (1-x)^\gamma, \text{ pour les quarks de la mer.} \end{aligned} \quad (\text{IV-3})$$

Les valeurs des paramètres α , β , γ se trouvent dans la table IV-1 où nous voyons que, dans la simulation correspondante à l'énergie du faisceau de 300 GeV, nous avons introduit un nucléon dont la fonction de structure évolue avec la masse. Ceci a été une conséquence de notre analyse des données de 200 GeV/c qui nous a montré que le modèle de Drell-Yan ultra-naïf ne représente point les données [7].

α et β sont paramétrisés sous la forme:

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \bar{s}$$

$$\beta = \beta_0 + \beta_1 \bar{s}$$

où

$$\bar{s} = \ln \frac{\ln M^2/\Lambda^2}{\ln M_0^2/\Lambda^2}$$

avec $M_0^2 = 25 \text{ GeV}/c^4$ et $\Lambda = 0.55 \text{ GeV}/c^2$

TABLEAU IV-1

PARAMETRE DES FONCTIONS DE STRUCTURE

	Faisceau	200 GeV	300 GeV
PION	Valence	$\alpha = 0.45$	$\alpha = 0.4$
	Mer	$\beta = 1.04$ $\gamma = 5.4$	$\beta = 1.1$ $\gamma = 8.7$
PROTON	Quarks u et d	$\alpha = 0.52$	$\alpha = 0.51 - 0.16 \bar{s}$
	Quark u	$\beta = 2.8$	$\beta = 2.83 + 0.77 \bar{s}$
	Quark d	$\beta = 3.8$	$\beta = 3.83 + 0.77 \bar{s}$
	Mer	$\gamma = 8.0$	$\gamma = 8.0 + 1.5 \bar{s}$

Les normalisations A_v et A_s traduisent respectivement la règle de comptage du nombre de quarks dans les hadrons et la conservation de l'impulsion en considérant que la fraction de l'impulsion transportée par les gluons est de 0.5 .

4.1.1.2. Paramètres des deux muons

La distribution angulaire de la désintégration du dimuon a été générée selon la loi $1 + \cos^2 \theta$ et uniforme en φ , où θ et φ sont les angles définis dans le repère du photon virtuel. Nous avons utilisé pour la génération à 200 GeV/c le système d'axes de Gottfried-Jackson, et à 300 GeV/c celui de Collins-Soper, puisque nos résultats montrent que la distribution angulaire en θ est plus proche de la loi $1 + \cos^2 \theta$ dans ce système [6].

Notons que toutes ces distributions pour la génération des événements ne sont qu'un point de départ, puisque une analyse correcte doit changer les distributions du programme de simulation en accord avec les mesures faites.

Dû à la grande statistique de notre expérience, il n'est pas pratique de générer des millions d'événements à chaque itération dans l'analyse. La solution que nous avons adoptée pour avoir une seule simulation tout en gardant la possibilité de modifier les distributions de génération est d'écrire sur les bandes magnétiques, pour chaque événement, les poids de génération de chacune des variables. Ainsi, par une repondération des événements, nous pouvons changer rapidement les distributions de génération.

4.1.2. Génération de l'énergie totale

Tandis que la distribution de l'énergie du pion est bien connue expérimentalement, (voir dans la Fig. II-2 le spectre en impulsion mesuré pour les deux valeurs nominales), celle du nucléon est affectée par le mouvement de Fermi, qui n'est pas bien connu. Nous avons utilisé dans le programme de simulation le modèle de Bodeck et Ritchie [20] avec la queue de la distribution coupée à 400 MeV/c.

La génération des quadrivecteurs relatifs au pion incident et au nucléon cible permet d'effectuer la transformation de Lorentz et d'obtenir ainsi les paramètres cinématiques des deux muons dans le système du laboratoire.

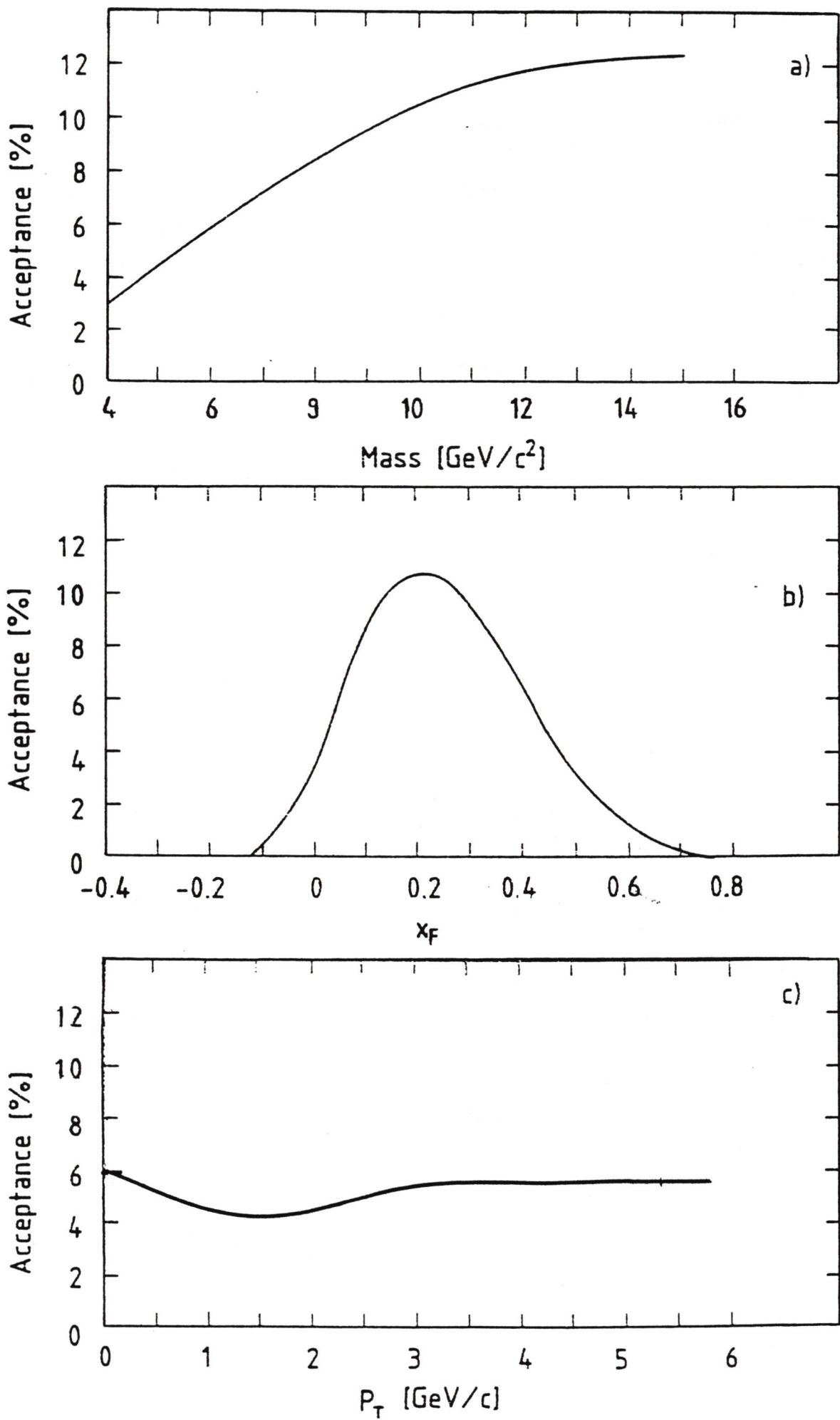


Figure IV-1A : Acceptance en masse, x_F et P_T des dimuons de masse supérieure à 4 GeV/c

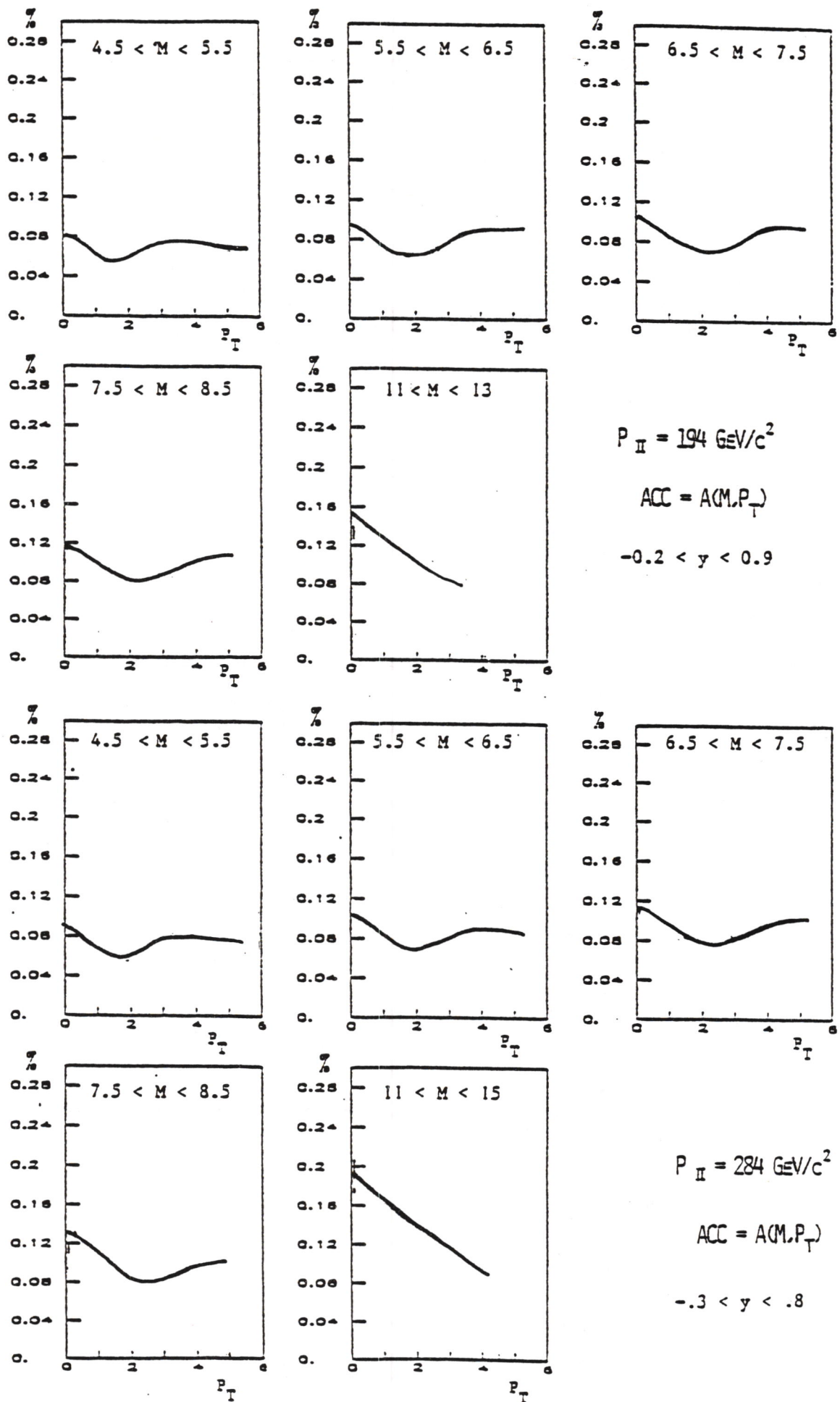


Figure IV-1B : Acceptance différentielle en masse et P_T pour les deux impulsions du faisceau:

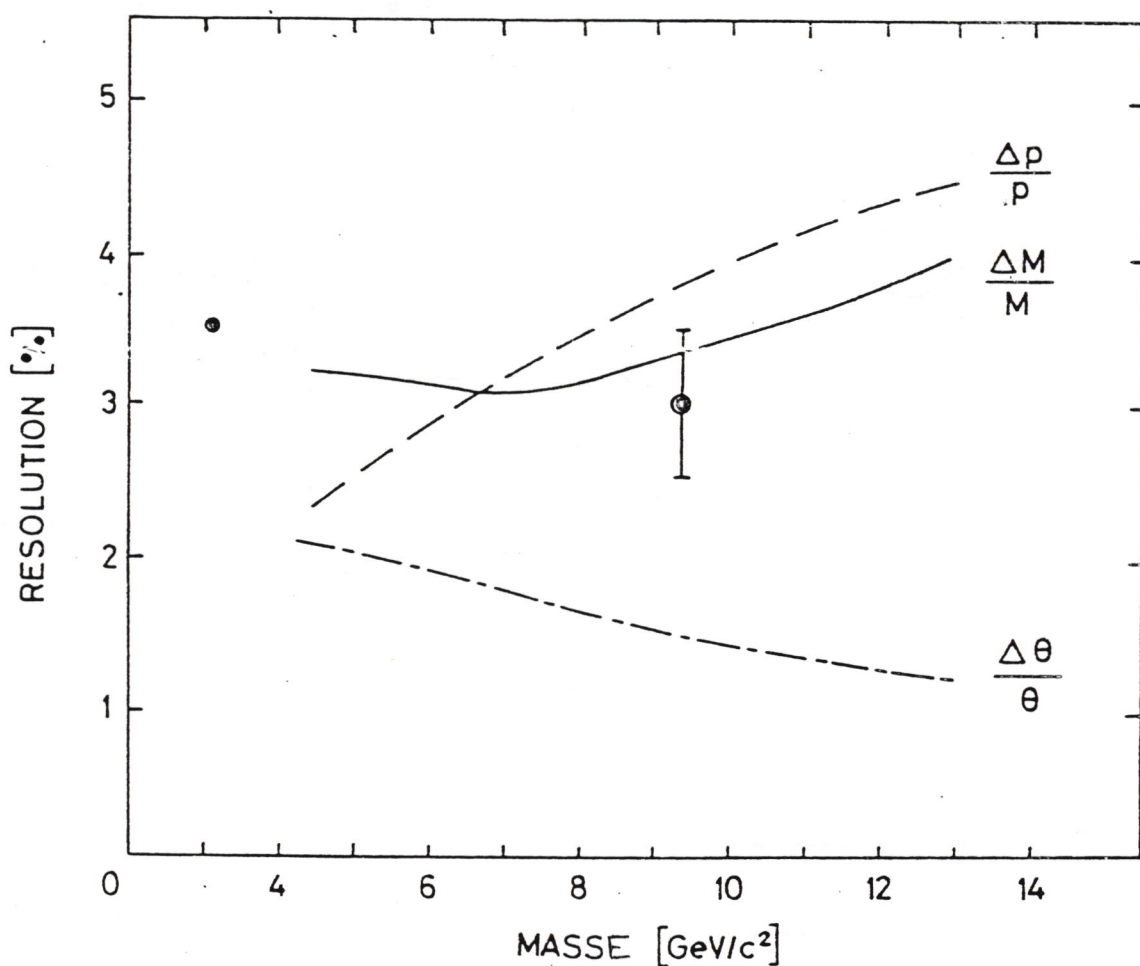


Figure IV-2 a : Résolution en masse, impulsion et angulaire en fonction de la masse du dimuon.
Les points représentent les résolutions expérimentales des résonances ψ et T .

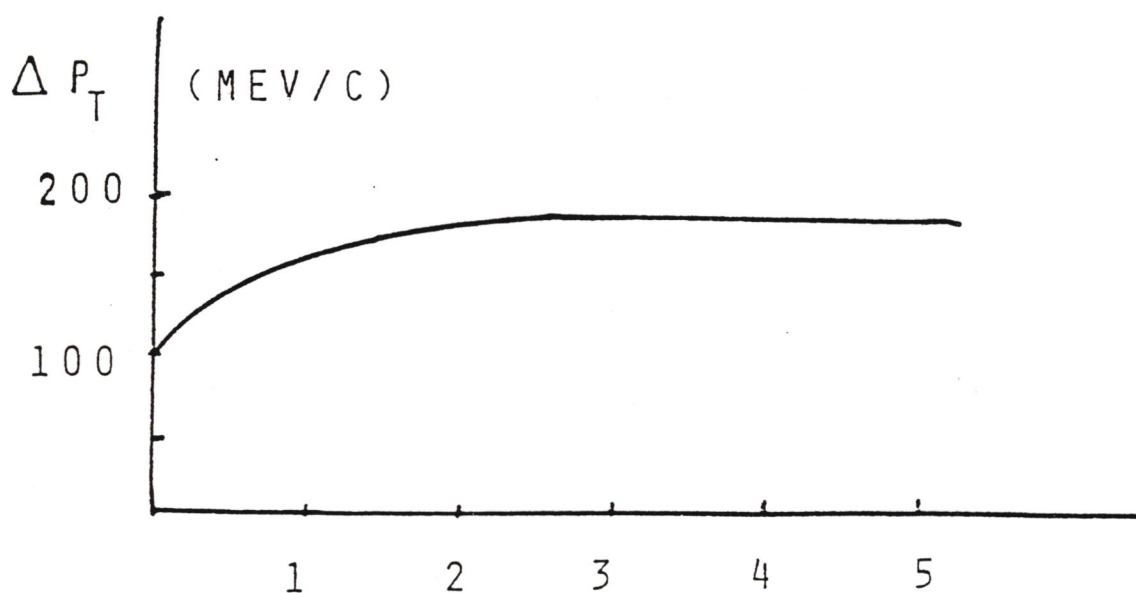


Figure IV-2 b : Résolution en impulsion transverse du dimuon

4.1.3. Simulation de l'appareillage

Les quantités cinématiques d'une paire ayant été générées, il faut simuler son passage à travers l'appareillage pour connaître son acceptance et sa résolution. Dans les figures IV-1 nous montrons les courbes d'acceptance intégrées (IV-1a) et différentielles (IV-2a). Les résolutions obtenues par l'appareillage se trouvent dans la figure IV-2.

4.1.3.1 La cible

La coordonnée Z du point d'interaction suit la loi exponentielle d'absorption:

$$F(Z) = \lambda_a (1 - e^{-L/\lambda_a}) e^{-z/\lambda_a}$$

où

λ_a - longueur d'absorption de la cible (voir Table II-1)
 L - longueur de la cible.

Les coordonnées X et Y sont générées selon des gaussiennes qui tiennent compte des dimensions du faisceau de pions (voir Table II-2).

4.1.3.2. L'absorbeur

Les effets du passage des muons dans l'absorbeur sont la diffusion multiple et la perte d'énergie.

La distribution angulaire due à la diffusion multiple est simulée par une loi gaussienne dont l'écart type σ_θ est:

$$\sigma_\theta = \frac{0.015}{P\beta} \sqrt{\frac{L}{L_{\text{rad}}}} \left(1 + \frac{1}{9} \ln \frac{L}{L_{\text{rad}}}\right)$$

où

P = impulsion du muon (GeV/c)

β = vitesse du muon

L = longueur de l'absorbeur

L_{rad} = longueur de radiation du matériau de l'absorbeur.

La perte d'énergie est le résultat de trois phénomènes de l'interaction électromagnétique des muons avec la matière : l'ionisation, le bremsstrahlung et la création de paires. Nous avons utilisé une distribution de Landau pour le premier dont la valeur moyenne correspond à la valeur la plus probable donnée par les formules de Sternheimer et Peierls [21]. Pour les deux derniers on a admis que la distribution des secondaires est décrite par $1/E'$, étant E' l'énergie du photon ou de la paire e^+e^- émise, d'où une croissance linéaire approximative de la perte de l'énergie moyenne avec l'énergie du muon traversant la matière. La diffusion multiple et la perte d'énergie ont été prises en compte non seulement dans l'absorbeur mais aussi dans tous les autres matériaux traversés par les muons (hodoscopes et mur de fer essentiellement).

4.1.3.3. Le champ magnétique

Nous disposons d'une carte du champ magnétique qui a été mesuré par l'intermédiaire d'une sonde. La trajectoire des muons dans le champ est suivie avec des pas de 20cm.

4.1.3.4. Le système de déclenchement

Les événements simulés obéissent aussi aux critères de sélection du système de déclenchement décrit dans le paragraphe 2.4.1.

Les inefficacités de ce système n'ont pas été introduites puisque nous n'avons pas observé d'effets différentiels dans les événements expérimentaux.

4.1.3.5. Chambres et hodoscopes

Le codage des fils des chambres proportionnelles et des

scintillateurs des hodoscopes touchés a été fait de façon à pouvoir reconstruire l'ensemble des événements simulés par le même programme de reconstruction des données. Ceci permet de minimiser les biais éventuels dus au programme de reconstruction.

4.1.4. Fiabilité du programme de simulation

Il n'y a pas une méthode unique et globale qui permet de tester le programme de simulation de notre expérience. En tout cas, la comparaison entre les données et les événements simulés peut donner une première indication d'existence d'un problème. Cette comparaison

a été très utile pour la détection préliminaire d'erreurs dans le programme de simulation. Actuellement nous pouvons constater que la reproduction de la réalité par le Monte Carlo est bonne dans la plupart des régions cinématiques.

Un autre point de comparaison est la production du ψ car sa section efficace est plus grande que la section efficace du continuum, environ d'un facteur 10, et car il s'agit d'une résonance étroite ($0.063 \text{ MeV}/c^2$ de largeur). La section efficace de production du ψ ainsi que la valeur moyenne de la masse et sa résolution constituent un excellent moniteur pour l'appareillage.

La Figure IV-3 montre pour les deux énergies incidentes la distribution en masse dans la région du ψ comparée aux résultats obtenus avec un lot de ψ générés.

Nous montrons dans la Table IV-2 les valeurs numériques pour la masse du ψ et sa résolution.

Table IV-2

Comparaison de la masse et de la largeur du ψ , exprimées en GeV/c^2

	200 GeV		300 GeV	
	$\langle M_\psi \rangle$	σ_{M_ψ}	$\langle M_\psi \rangle$	σ_{M_ψ}
Données	3.113 ± 0.001	0.142 ± 0.002	3.123 ± 0.003	0.141 ± 0.001
Monte Carlo	3.143 ± 0.003	0.135 ± 0.001	3.147 ± 0.003	0.134 ± 0.003

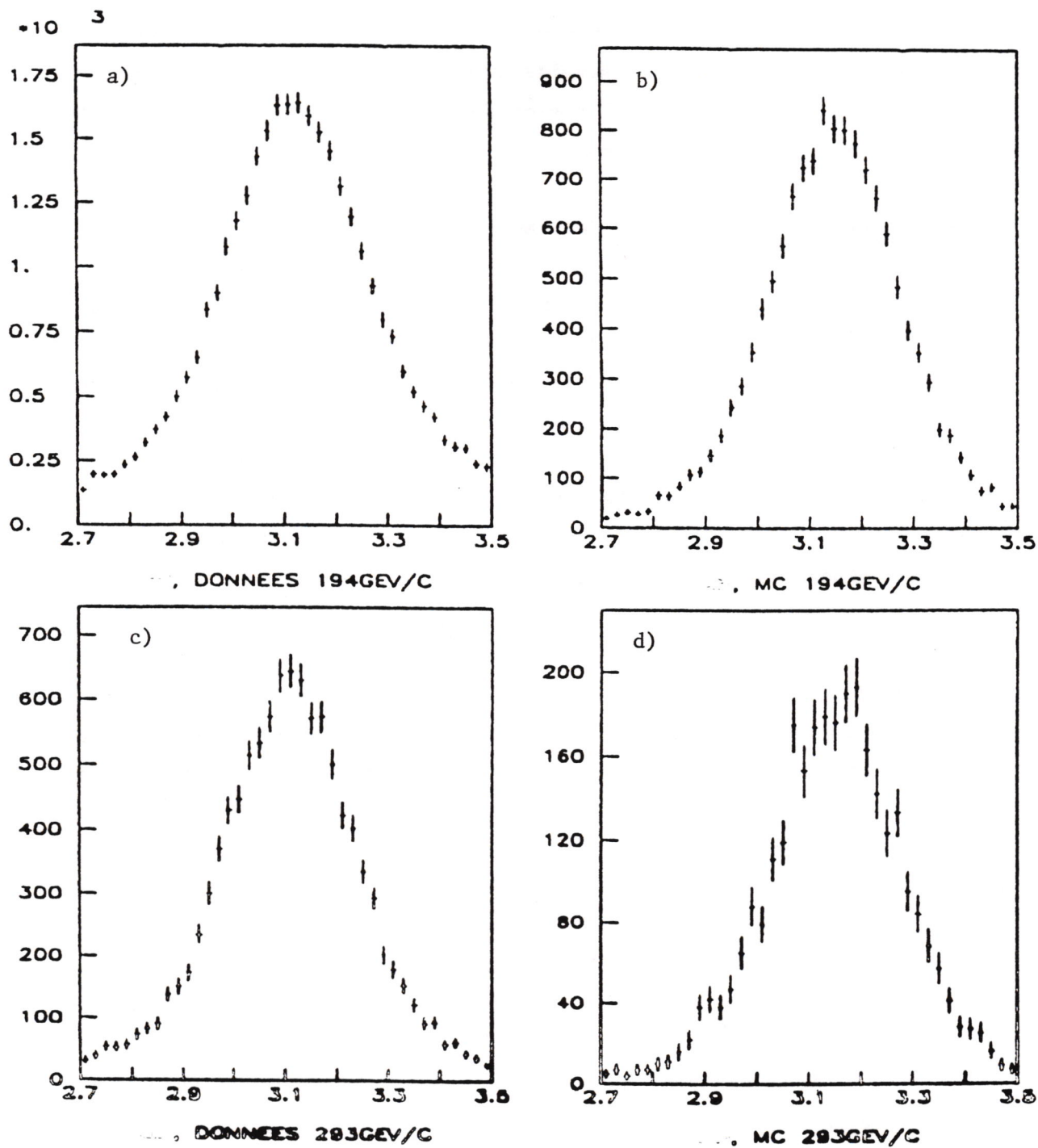


Figure IV-3 : Spectre de la région demasse du ψ pour les données (a, c) et les événements simulés par Monte-Carlo (b, d) aux deux énergies du faisceau.

Par l'intermédiaire de la mesure de la masse et de la section efficace du ψ , et en utilisant un champ magnétique 2 fois moins intense, nous avons pu tester d'autres régions de l'appareillage (et du système de déclenchement) plus arrosées par les événements de haute masse sous le champ magnétique nominal. Dans ce cas la valeur de la masse du ψ obtenue à la reconstruction est de $3.088 \pm 0.003 \text{ GeV}/c^2$.

4.2 METHODE D'EXTRACTION DES DISTRIBUTIONS PHYSIQUES

Dans le cas des expériences où l'impulsion du faisceau est définie avec une bonne précision, l'obtention des distributions produites lors de l'interaction à partir des distributions expérimentalement mesurées est un problème assez simple dans la mesure où les distributions en masse et en P_T ne sont affectées que d'erreurs relativement faibles dues à la diffusion multiple et à la perte d'énergie. Dans notre cas, nous avons montré que nous avons sacrifié la définition du spectre en impulsion du faisceau incident à la haute statistique obtenue grâce à un faisceau de grande intensité; de ce fait, la détermination des sections efficaces différentielles fait intervenir l'énergie totale de l'interaction comme un paramètre supplémentaire et nécessite donc un traitement plus rigoureux.

Nous pouvons définir deux espaces:

- celui des distributions physiques vraies (produites lors de l'interaction) ou générées; nous le désignerons par la suite par l'expression "espace des générés";
- celui des distributions physiques mesurées dans l'appareillage (et déformées par celui-ci); nous le noterons "espace des mesurés".

Nous avons besoin d'une fonction capable de nous faire remonter aux distributions physiques vraies à partir de celles que nous avons mesurées. Pour cela, nous définissons d'abord la fonction inverse de celle-ci, notre "fonction de transfert", qui permet de transformer les

distributions physiques générées en distributions mesurées expérimentalement.

Mathématiquement, le problème se pose de la façon suivante:

Soit $\frac{d^2\sigma}{dP_T^g dM^g}$ - la section efficace différentielle en P_T et M , la distribution à évaluer, l'indice g signifiant qu'il s'agit de distributions supposées réelles, c'est-à-dire générées.

$\frac{d^2N}{dP_T^m dM^m}$ - le nombre d'événements obtenus pour une valeur de P_T et M mesurés.

$A(M^g, P_T^g)$ - l'acceptance différentielle en M et P_T .

Nous voulons déterminer la fonction inverse de transfert

$S^I \left(\begin{smallmatrix} P_T^m \rightarrow P_T^g \\ M^m \rightarrow M^g \end{smallmatrix} \right)$ c'est-à-dire la probabilité pour que les valeurs cinématiques mesurées $(M^m, P_T^m, \dots)$ d'un événement correspondent aux valeurs générées $(M^g, P_T^g, \dots)$:

$$\int \frac{d^2N}{dP_T^m dM^m} \cdot S^I \left(\begin{smallmatrix} P_T^m \rightarrow P_T^g \\ M^m \rightarrow M^g \end{smallmatrix} \right) dP_T^m dM^m \frac{1}{A(M^g, P_T^g)} = \mathcal{L} \frac{d^2\sigma}{dP_T^g dM^g} \quad (\text{IV-4})$$

où $\mathcal{L}$ est la luminosité de l'expérience.

Il va de soi que si les distributions cinématiques mesurées des événements simulés reproduisaient celles des données, le calcul de la probabilité S^I serait une affaire très simple. Mais, ceci n'étant pas le cas, il nous faut ajuster les distributions de génération des événements Monte Carlo par repondération de telle façon que le résultat de la mesure de ces événements s'approche le plus possible de la distribution expérimentale.

4.2.1. Méthode de détermination des distributions cinématiques à introduire dans le Monte Carlo pour le calcul correct de l'acceptance et de la fonction de transfert.

Cette détermination est faite par comparaison des événements expérimentaux avec les événements simulés dans l'espace des mesurés.

Considérons toujours le cas à deux dimensions où nous voulons estimer la distribution en P_T par tranches de masse.

Soit $d^2n/dM^m dP_T^m$ le nombre d'événements détectés par l'appareillage dans un intervalle donné de P_T^m et M^m produits à une valeur d'énergie totale $\sqrt{s}$. Le nombre d'événements détectés dans des collisions ayant une distribution en s est:

$$\begin{aligned} \frac{d^2N}{dP_T^m dM^m} &= \int \frac{d^2n}{dP_T^m dM^m} \rho(s) ds \\ &= \mathcal{L} \int \frac{d^2\sigma(s)}{dP_T^g dM^g} \rho(s) ds A(M^g, P_T^g, s) \otimes S \left(\begin{matrix} P_T^g \rightarrow P_T^m \\ M^g \rightarrow M^m \end{matrix} \right) dP_T^g dM^g \end{aligned} \quad (IV-5)$$

Dans le programme de simulation, la section efficace est représentée par des distributions paramétrisées, et il nous suffit donc d'ajuster ces paramètres par une méthode de maximum de vraisemblance.

En réalité, nous avons simplifié l'expression (IV-5) puisque nous avons constaté par simulation que :

- la fonction de transfert en masse ne dépend pas de l'impulsion transverse. Dans la Table IV-2, nous montrons pour 4 régions de P_T et 3 valeurs de masse (5, 7 et 11 GeV/c²) les résultats d'un ajustement d'une double gaussienne;

- ni l'acceptance, ni la fonction de transfert ne dépendent de la valeur de s .

TABLEAU IV-3
Paramètres d'une double gaussienne d'ajustement de la
fonction de transfert en masse.

P_T (GeV/c) M (GeV/c ²)	0 - 1	1 - 2	2 - 3	> 3	
5	5.02 ± 0.09	5.05 ± .04	4.99 ± 0.03	4.95 ± 0.03	Valeur moyenne
7	7.06 ± 0.11	7.10 ± 0.05	7.00 ± 0.04	6.93 ± 0.04	
11	11.10 ± 0.2	11.2 ± 0.1	11.0 ± 0.1	10.9 ± 0.1	
5	0.15 ± 0.07	0.16 ± 0.03	0.16 ± 0.02	0.17 ± 0.03	σ_{gauche}
7	0.19 ± 0.10	0.20 ± 0.04	0.20 ± 0.04	0.20 ± 0.04	
11	0.29 ± 0.17	0.30 ± 0.06	0.31 ± 0.05	0.30 ± 0.06	
5	0.21 ± 0.08	0.21 ± 0.03	0.21 ± 0.02	0.20 ± 0.03	σ_{droite}
7	0.25 ± 0.11	0.26 ± 0.04	0.26 ± 0.04	0.35 ± 0.04	
11	0.46 ± 0.18	0.48 ± 0.08	0.48 ± 0.06	0.46 ± 0.08	

Alors l'expression IV-5 s'écrit:

$$\mathcal{L} \int \frac{d^2 \sigma(s)}{dP_T^g dM^g} \rho(s) ds A(P_T^g, M^g) \otimes S^0(P_T^g \rightarrow P_T^m, M^g) S^1(M^g \rightarrow M^m) dP_T^g dM^g \quad (\text{IV-6})$$

En multipliant les deux membres de cette expression par la probabilité S_2 pour qu'un événement de masse mesurée M^m provienne d'une production de masse M^g et en intégrant dans l'espace de la masse mesurée, nous avons:

$$\int \frac{d^2 N}{dP_T^m dM^m} S^2(M^m \rightarrow M^g) dM^m =$$

$$\mathcal{L} \int \frac{d^2 \sigma(s)}{dP_T^g dM^g} A(P_T^g, M^g) \cdot S^0(P_T^g \rightarrow P_T^m, M^g) S^1(M^g \rightarrow M^m) \dots \quad (\text{IV-7})$$

$$\dots S^2(M^m \rightarrow M^g) dP_T^g dM^g dM^m$$

Puisque la fonction de $S^2(M^m \rightarrow M^g)$ est l'inverse de la fonction de transfert $S^1(M^g \rightarrow M^m)$, on a :

$$S^1.S^2 = 1$$

et, en écrivant :

$$\frac{d^2\sigma}{dP_T^g dM^g} = \frac{d\sigma(s)}{dM^g} F(P_T^g)$$

l'expression (IV-7) devient:

$$\int \frac{d^2N}{dP_T^m dM^m} S^2(M^m \rightarrow M^g) dM =$$

(IV-8)

$$\mathcal{L} \int F(P_T^g) A(P_T^g, M^g) S^0(P_T^g \rightarrow P_T^m, M^g) dP_T^g \int \frac{d\sigma(s)}{dM^g} \rho(s) ds$$

Ceci traduit donc la méthode d'ajustement des distributions en impulsion transverse du programme de simulation. Celles-ci ont été paramétrisées suivant la forme:

$$F(P_T) = P_T \left(\frac{1}{M_T} - C \right)^{\beta(M)}$$

(IV-9)

où

$$M_T = \sqrt{\alpha^2(M) + 4 P_T^2}$$

et où $\alpha(M)$ et $\beta(M)$ sont les paramètres à ajuster pour chaque tranche de masse.

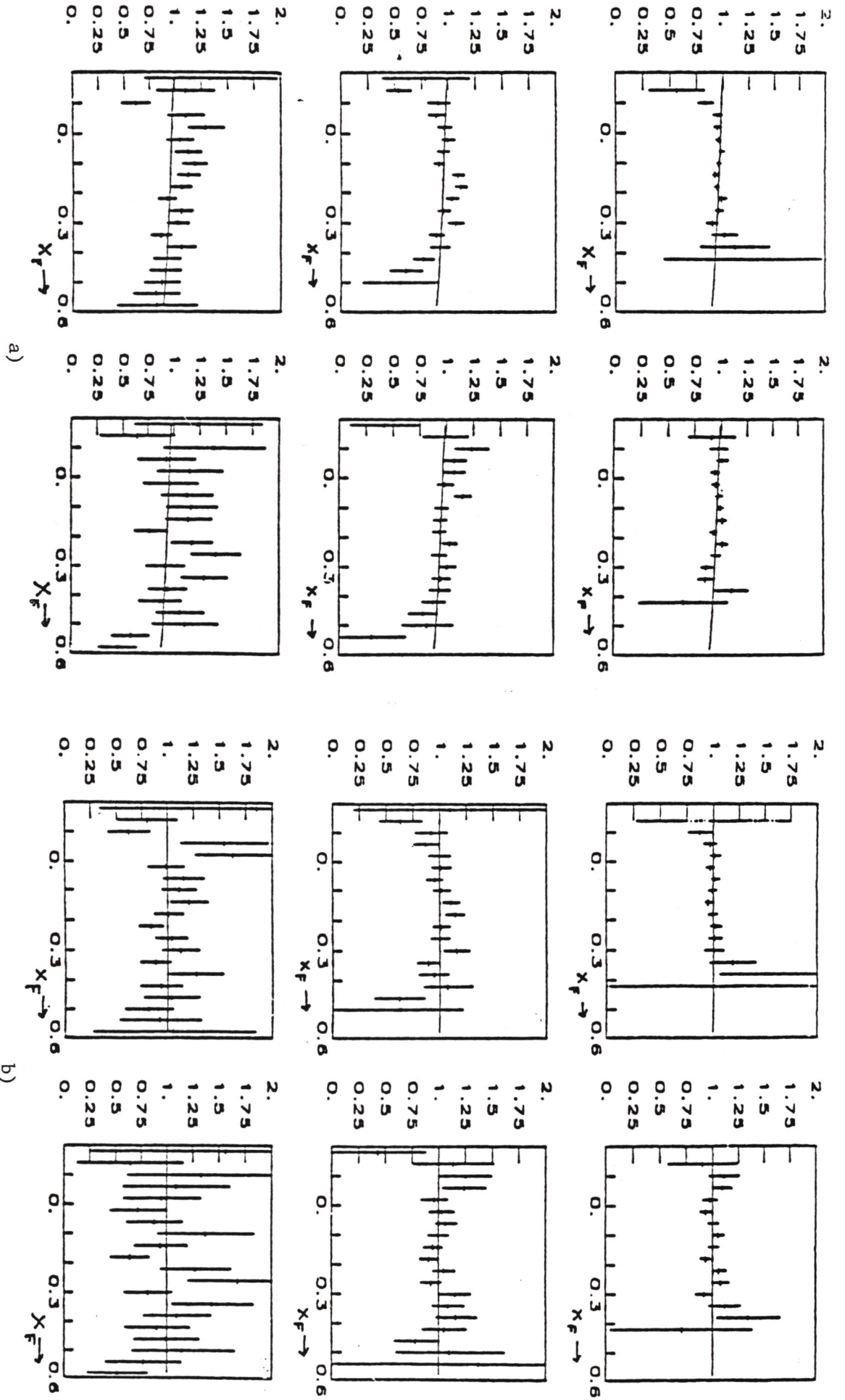


Figure IV-4 :

Rapport entre les événements simulés avant correction (a) (après repondération décrite dans le texte (b)) et les données en fonction de la masse et X_F , normalisé au même nombre d'événements.

4.2.2. Remarques sur la méthode

- a) L'utilisation de l'expression 4.5 pré-suppose que le problème de la détermination de la fonction de transfert pour la masse ($S^2(M^m \rightarrow M^g)$) est déjà résolu, c'est-à-dire que le Monte Carlo reproduit entièrement la distribution en masse. Ceci a été effectivement réalisé, bien que par des procédures différentes pour les deux énergies incidentes.

Dans le cas de l'analyse à 200 GeV/c, nous étions déjà en possession des valeurs de la section efficace différentielle en τ et x_F que nous avons mesurées à cette énergie [7]. Donc, notre point de départ pour l'obtention d'un lot d'événements simulés a été le résultat du programme Monte Carlo décrit dans le paragraphe 4.1 et l'on pondère ces événements par une paramétrisation de la fonction $K(\sqrt{\tau}, x_F)$; cette fonction représente le rapport entre la section efficace expérimentalement mesurée et la section efficace prédite par le modèle de Drell-Yan:

$$K(\sqrt{\tau}, x_F) = \frac{d^2 \sigma^{\text{exp}}}{d\sqrt{\tau} dx_F} \bigg/ \frac{d^2 \sigma^{\text{DY}}}{d\sqrt{\tau} dx_F}$$

avec la paramétrisation :

$$K(\sqrt{\tau}, x_F) = F(\sqrt{\tau}) W_1 + (1-W_1) G(\sqrt{\tau}, x_F) + 0.05$$

où

$$F(\sqrt{\tau}) = 0.664 \sqrt{\tau} + 1$$

$$W_1 = 1/(1 + e^{38.72\sqrt{\tau}-0.5165})$$

$$G(\sqrt{\tau}, x_F) = 1.06 \left(x_F' + \sqrt{x_F'^2 + 0.1011} \right)$$

$$x_F' = x_F - 4\sqrt{\tau} + 2.402.$$

Pour l'analyse à 300 GeV/c, nos résultats sur la section efficace n'existent pas encore et puisque ceci ne constitue pas

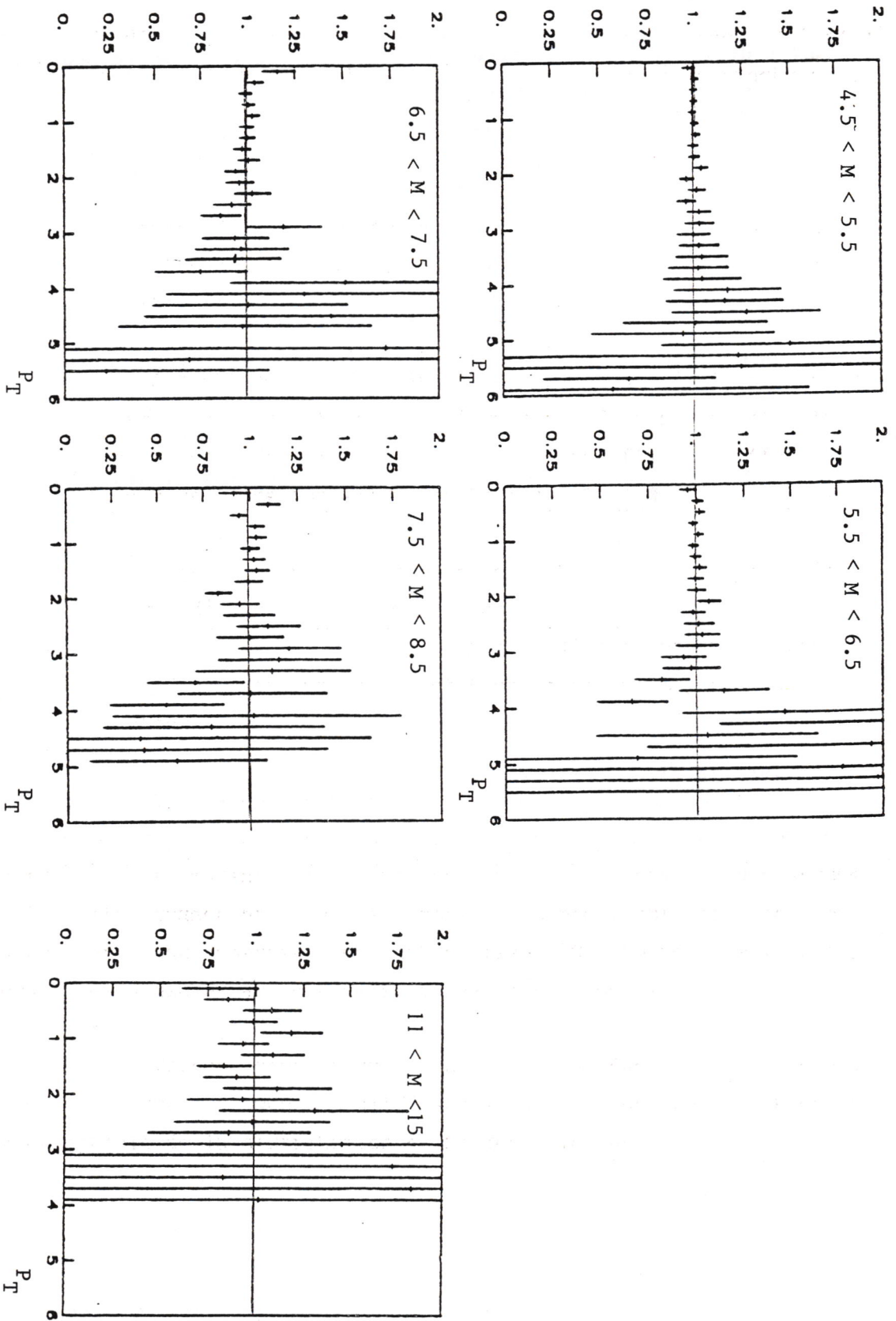


Figure IV-5 : Rapport dans "l'espace des générés" entre les distributions en P_T par intervalle de masse d'un lot d'événements simulés après mesure et déconvolution et sa génération.

l'objet de cette thèse, nous avons utilisé une paramétrisation ad-hoc avec laquelle nous repondérons ces événements simulés de façon à obtenir un rapport plat entre les distributions expérimentales et simulées en masse et x_F dans l'espace des mesurés.

Dans la Fig. IV-4a nous montrons le rapport entre les événements simulés au départ (les valeurs de génération se trouvent dans le paragraphe 4.1.1.) et les données; et dans la Fig. IV-4b nous montrons le même rapport après pondération des événements simulés par les paramétrisations suivantes:

$$F(M) = 0.87 + 0.0235 M$$
$$F(x_F) = 1 + 0.32 x_F - 1.54 x_F^2.$$

- b) La deuxième remarque est sur la dépendance en s de la section efficace. Celle-ci a été incorporée seulement dans la partie dépendante de la masse.

Dans l'expression IV-1 de la section efficace il y a un facteur explicite $1/s$ qui nous donne directement la valeur de cette dépendance pour les distributions en $\sqrt{\tau}$, x_F . Or ceci n'est pas le cas pour les distributions en P_T . En effet, il y a une dépendance en s très faible de $F(p_T)$, (voir nos conclusions sur ce sujet dans le chapitre VI) qui nous permet en première approximation de la négliger comme nous l'avons fait dans l'expression IV-6.

- c) nous avons testé la méthode d'analyse avec un lot spécial d'événements simulés à la distribution en P_T sont différentes de celles existantes dans le Monte Carlo. Dans la figure IV-5 nous montrons, dans "l'espace des générés", le rapport entre les distributions en P_T de ce lot simulé ayant été "mesurées" et déconvoluées par la technique que nous venons d'exposer et celles qui avaient été générées au départ. Ces rapports montrent que la méthode utilisée est correcte et indépendante de la forme des distributions introduites dans le programme de Monte Carlo. Ceci

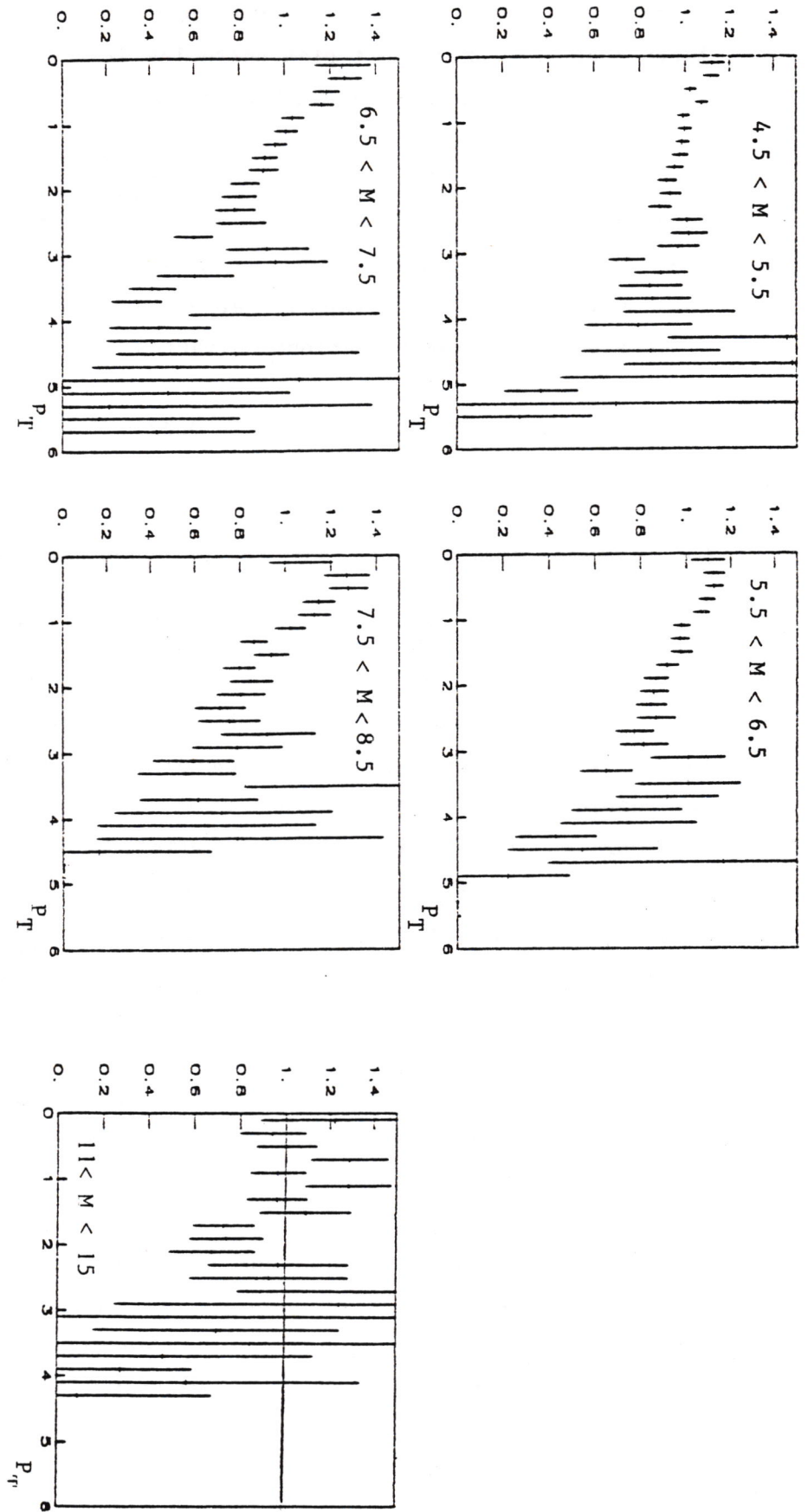


Figure IV-6 : Rapport entre les distributions en P_T dans "l'espace des générés", pour les données à 284 GeV/c par intervalle de masse (a) $4.5 < M < 5.5$, b) $5.5 < M < 6.5$, c) $6.5 < M < 7.5$, d) $7.5 < M < 8.5$, e) $11.0 < M < 15.0$ GeV/c²) obtenues par une analyse avec la méthode simple et la méthode retenue décrites dans le texte.

constitue le grand avantage de cette méthode complexe, par rapport à une méthode d'analyse "simple" qui consiste à faire le rapport direct entre des distributions cinématiques dans "l'espace des mesurés" et une acceptance définie par :

$$\text{Acceptance} = \frac{\text{Nombre d'événements mesurés}}{\text{Nombre d'événements générés}}$$

laquelle est dépendante des distributions introduites dans la génération. La comparaison entre les résultats obtenus par les deux méthodes d'analyse est montrée dans la figure IV-6, le biais introduit par la méthode "simple" étant manifeste.

