

CHAPITRE III

RECONSTRUCTION ET SELECTION DES EVENEMENTS

Un dimuon est complètement défini par la connaissance de la quadri-impulsion de chacun de ses deux muons.

Dans ce chapitre nous décrivons comment à partir de l'information enregistrée sur bande magnétique (fils de chambres et compteurs touchés), nous arrivons à la reconstruction de la trajectoire des particules et à la détermination de leur impulsion p et de l'angle d'émission θ .

3.1 RECONSTRUCTION DES TRACES

Le programme de reconstruction des trajectoires des μ dans le spectromètre comprend les étapes suivantes:

- reconstruction du déclenchement;
- reconstruction des traces dans le télescope arrière, constitué des chambres PC5 à PC8;
- reconstruction des traces dans le télescope avant, constitué des chambres PC1 à PC4;
- association des traces avant-arrière;
- reconstruction du vertex.

A partir d'un lot spécial d'événements obtenus sans champ magnétique, l'alignement de l'appareillage est mesuré d'une façon précise, en comparant la distance entre les impacts des particules dans les chambres et les impacts extrapolés de la trace reconstruite à l'aide de deux chambres pivots.

3.1.1. Reconstruction du déclenchement

La première tâche du programme de reconstruction est la reconstitution du déclenchement, c'est-à-dire la définition des sextants, des compteurs de chaque hodoscope, des compteurs virtuels et des superbins de p_T susceptibles de produire un déclenchement.

Ceci permet ensuite de ne chercher des traces que dans les sextants ainsi définis et de ne les valider que si elles touchent les compteurs sélectionnés par cette procédure. Cette validation représente une réjection importante des traces hors temps, dans la mesure où la fenêtre de lecture des chambres est de l'ordre de 100 ns alors que la résolution temporelle des compteurs est de quelques ns seulement.

La reconstitution du déclenchement est faite à partir de l'information transmise par le RMH, à savoir R1, R2, V, R3, R4 et superbin de P_T pour chacun des sextants.

On remarquera que l'on bénéficie d'une redondance de l'information en ce qui concerne les associations

R1-R2-V d'une part, et
V(R3 ou R4) - P_T d'autre part.

Cette redondance permet de réduire l'inefficacité éventuelle du RMH à une quantité négligeable en rétablissant le compteur manquant; dans le cas où l'information relative à R3 est absente, on rétablit tous les compteurs de R3 permis par la matrice.

Un événement sera conservé s'il possède au moins deux sextants avec une configuration V-R3-R4- P_T permise et si, en outre, la combinaison 2 à 2 des "bons" sextants satisfait la logique intersectorielle telle qu'elle est définie lors de la prise de données.

3.1.2. Reconstruction des traces arrières

On commence la reconstruction par le télescope qui se situe derrière l'aimant car il reçoit moins de particules que celui de devant. En effet les particules de petite impulsion qui sortent de l'absorbeur sont balayées par l'aimant et ne sont donc pas détectées dans le télescope arrière.

Nous rappelons ici que chaque télescope est constitué par 4 chambres à 3 plans de fils donnant les coordonnées y, u et v.

Le passage d'une particule chargée dans un plan de fils peut allumer un ou plusieurs fils constituant un "cluster". L'impact d'une particule dans un plan est défini par la position du centre du cluster et par sa taille, c'est-à-dire, le nombre n de fils touchés.

L'erreur de mesure σ_i associée à la coordonnée i de l'impact dépend de la taille du "cluster" n et de l'espace d entre les fils :

$$\sigma_i = n \frac{d/2}{\sqrt{3}}, \quad i = y, u, v$$

La reconstruction s'initialise en projection par demi-plan en utilisant les chambres PC5 et PC8 comme pivots.

Chaque couple d'impacts dans ces deux chambres définit une trajectoire qui doit d'abord vérifier les conditions suivantes:

- la valeur de la coordonnée de la trace extrapolée dans le plan médian de l'aimant est inférieure à 164 cm;
- son angle est dans les limites de $[-0.080, 0.200]$ mrad.

Autour de chaque trajectoire à deux points qui satisfait ces critères, nous établissons une route à l'intérieur de laquelle nous recherchons les impacts des chambres PC6 et PC7. La largeur de la route est déterminée empiriquement à partir des données : on s'aperçoit en effet que si on l'augmente au-delà d'une certaine valeur, on crée des traces fantômes en associant de façon fortuite des impacts situés à l'intérieur des routes; compte tenu du fait que l'on efface les impacts dès lors qu'ils ont été utilisés pour la reconstruction d'une trace, ces associations fortuites entraînent une perte d'efficacité globale de reconstruction. Si nous définissons la largeur de route par l'expression $\ell_r = 2 f \sigma_i$, les valeurs de f que nous avons retenues sont $f = 0.9$ pour les données de 200 GeV et $f = 1.5$ pour les données de 300 GeV. Les efficacités correspondantes sont de 94.5% et 95.3% respectivement.

Chaque trajectoire qui possède un fil touché à l'intérieur de la route dans au moins l'une des deux chambres PC6 et PC7 est considérée comme étant une bonne projection, dont les paramètres (angle α_i , positions x_i et leurs erreurs associées) sont déterminés par ajustement d'une droite sur les points d'impact.

Par la suite, nous reconstruisons la trace dans l'espace en associant deux projections et en la validant avec la troisième projection en tenant compte des relations existantes entre ces trois projections :

$$u + v = - y$$

$$\alpha_u + \alpha_v = - \alpha_y$$

Une trace espace sera acceptée si dans 2 plans extrêmes (A et B), le calcul de la coordonnée y' à partir des coordonnées u et v est tel que :

$$(y'_A - y_A)^2 + (y'_B - y_B)^2 < 0.5$$

Si une trace espace définie par 2 projections ne peut être validée par aucune trace dans la 3^{ème} projection, nous faisons une récupération de la projection manquante en n'exigeant que la présence de deux impacts à une distance de 0.3cm de la coordonnée calculée par les deux autres.

Chaque trace ainsi obtenue doit être validée par un des deux hodoscopes R_3 et R_4 avec une tolérance d'un compteur pour R_3 et deux pour R_4 puisque celui-ci se trouve derrière le mur de fer.

3.1.3 Reconstruction des traces avant

Afin de diminuer le temps de calcul, nous effectuons la reconstruction dans le télescope-avant en utilisant la contrainte des traces arrières déjà reconstruites. Pour cela, nous définissons des "tubes", délimités d'un côté par l'intersection de l'extrapolation de la trace espace arrière avec le plan médian de l'aimant, avec une tolérance de 3 cm, et de l'autre côté par le centre de la cible, avec une tolérance de 10 cm; seuls les impacts situés à l'intérieur de ces tubes seront considérés. La définition de ce tube traduit les 2 contraintes principales qu'une trace doit avoir:

- elle doit provenir de la cible
- la déflexion dans l'aimant doit avoir lieu au niveau de son plan médian.

Toute la chaîne de reconstruction (traces en projection et traces dans l'espace) est la même que celle du télescope arrière.

3.1.4 Association avant-arrière

L'association avant-arrière consiste à considérer l'ensemble des traces espace reconstruites dans chaque télescope et à sélectionner les couples de traces "avant-arrière" qui se raccordent correctement au niveau de l'aimant.

Ce raccordement repose sur deux critères :

- la distance minimale d'approche entre les traces avant et arrière doit être inférieure à 2cm.
- la différence entre l'angle azimutal des deux morceaux de traces mesuré dans les chambres PC1 et PC8 doit être inférieure à 200 mrad. Cette dernière coupure est assez large pour ne pas introduire une inefficacité due au fait que les traces, surtout celles de petites impulsions, ne sont plus contenues dans un plan d'azimut constant par suite de la diffusion multiple dans l'absorbeur.

3.1.5. Reconstruction du vertex

Une fois que toutes les traces de l'événement sont définies, il faut déterminer le vertex d'interaction et reconstruire les dimuons.

Pour chaque couple de traces nous définissons les deux points d'impact dans un plan vertical quelconque ($Z=\text{constant}$), ainsi que le point d'intersection du faisceau et de ce plan. Ensuite nous déterminons le barycentre de ces trois points pondérés par leurs erreurs. La coordonnée Z du vertex est celle qui correspond au plan vertical où la somme des carrés des distances des impacts à leur barycentre est minimale.

3.1.6. Taux et efficacité de reconstruction

Le taux de reconstruction est en moyenne de 40%. Il est une fonction de l'intensité I du faisceau car le taux de fortuites croît selon une loi en I^2 et une fonction de l'énergie incidente puisque la multiplicité augmente avec celle-ci.

Une étude sur l'efficacité de reconstruction a été faite en considérant un lot d'événements simulés par Monte-Carlo mélangé avec un vrai bruit de fond extrait des données acquises. Elle a montré que l'efficacité de reconstruction est de 100%.

3.2 MESURE DE L'IMPULSION

La déflexion angulaire Θ subie par une particule chargée d'impulsion P au terme d'un parcours $d\ell$ dans un champ magnétique B est :

$$\Theta = \frac{e}{c} \frac{\int B d\ell}{P}$$

Considérons le cas d'un muon dont la trajectoire est contenue dans un plan d'azimut constant. Soient α l'angle que fait la trajectoire avec l'axe Oz dans ce plan et r la distance de la trace à l'axe Oz , définis à une coordonnée z , figure III-1. Le champ magnétique en ce point est $\vec{B} = \frac{B_o}{r} \vec{e}_\varphi$ et un parcours $d\ell$ dans ce champ magnétique (entre z et $z + dz$) entraîne une déflexion

$$\Theta = \frac{e}{cP} \int \frac{B_o d\ell}{r} = \frac{e B_o}{cP} \int \frac{dr}{r \sin \alpha}$$

Si α varie peu le long d'un parcours $d\ell$, on peut écrire

$$\begin{aligned} \Theta &\approx \frac{e B_o}{cP} \frac{1}{\sin \alpha} \int \frac{dr}{r} \\ d\Theta &= \frac{e B_o}{cP} \frac{1}{\sin \alpha} \ln \frac{r + dr}{r} \\ d\Theta &= \frac{e B_o}{cP} \frac{1}{\sin \alpha} \ln \left(1 + \frac{dz \operatorname{tg} \alpha}{r} \right) \end{aligned}$$

Dans le cas des très grandes impulsions, nous pouvons en première approximation considérer l'aimant entier comme un élément infinitésimal et exprimer l'angle de déflexion complet de la façon suivante

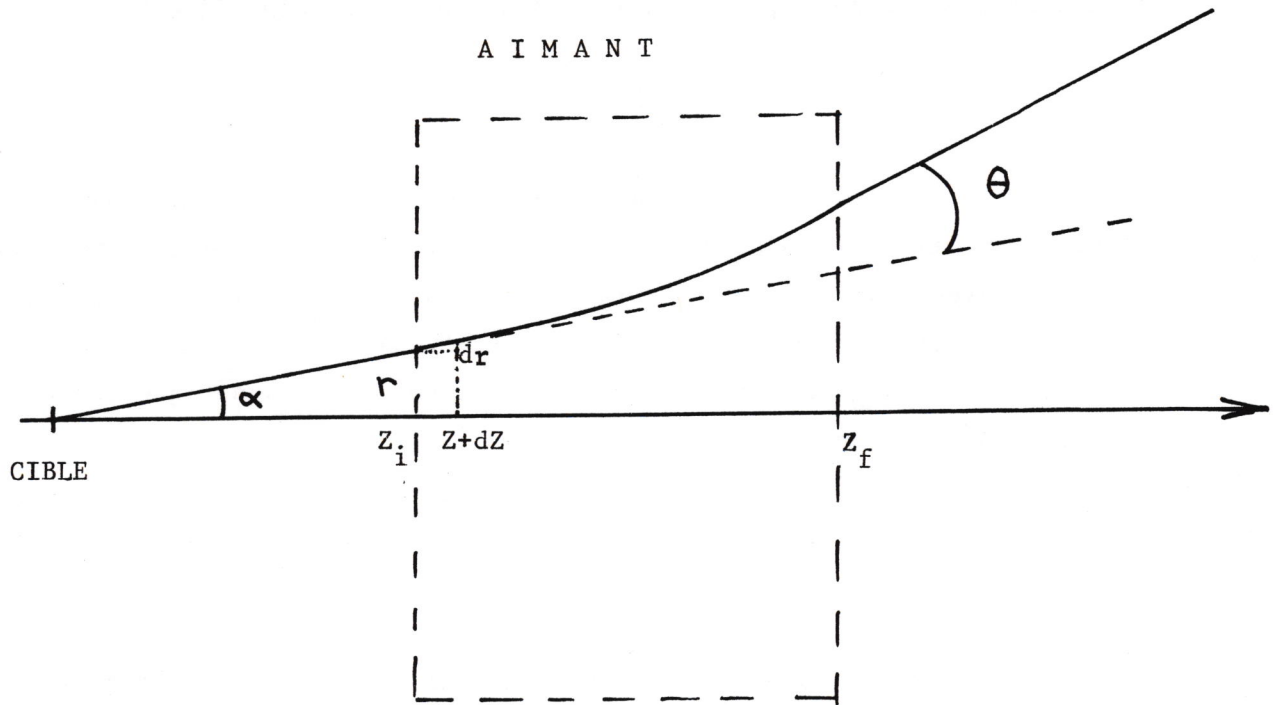


Figure III-1 : Schéma de déflexion dans le champ magnétique dont les limites sont définies par les coordonnées z_i et z_f .

$$\Theta = \frac{e B_o}{cP} \frac{l}{\sin \alpha_o} \ln \left[1 + \frac{Z_f - Z_i}{r_o} \operatorname{tg} \alpha_o \right]$$

où α_o et r_o sont les valeurs des variables α et r à l'entrée de l'aimant et où $Z_f - Z_i$ représente la longueur de l'aimant.

Dans cette approximation, l'impulsion P_o est déterminée simplement par les quantités mesurées α_o , r_o et Θ_B , où Θ_B est la différence angulaire entre les traces avant et arrière:

$$P_o = \frac{e B_o}{c \Theta_B} \frac{l}{\sin \alpha_o} \ln \left[1 + \frac{Z_f - Z_i}{r_o} \operatorname{tg} \alpha_o \right]$$

En fait, cette première approximation P_o est assez grossière et il est clair que le calcul rigoureux de la déflexion subie par une particule d'impulsion P_o dans l'aimant conduit à une valeur Θ_o différente de la quantité expérimentalement mesurée Θ_B . Néanmoins, comme une erreur en impulsion $\Delta P/P$ entraîne une erreur sur l'angle de déflexion $\Delta \Theta/\Theta$ telle que $\frac{\Delta \Theta}{\Theta} = - \frac{\Delta P}{P}$ on peut écrire qu'une meilleure estimation de l'impulsion, soit P_1 , est obtenue par l'équation :

$$\frac{\Theta_B - \Theta_o}{\Theta_o} = - \frac{P_o - P_1}{P_o}$$

ce qui entraîne

$$P_1 = P_o \left(\frac{2 \Theta_o - \Theta_B}{\Theta_o} \right) .$$

Si la valeur Θ_o diffère de plus de 1% de la valeur Θ_B , on recommence le calcul rigoureux de la déflexion pour la nouvelle impulsion P_1 , soit Θ_1 , et la comparaison de Θ_1 à Θ_B conduit à une nouvelle estimation de l'impulsion, soit P_2 . Ce processus itératif est poursuivi jusqu'à ce que la différence entre les déflexions calculée et mesurée soit inférieure au %, ce qui correspond à une précision sur la détermination de l'impulsion de l'ordre de quelques ‰; on notera que l'accord est obtenu au bout de 2 itérations dans plus de 70% des cas.

3.3 DETERMINATION DE L'ANGLE D'EMISSION DES MUONS

Comme il n'était pas possible d'avoir des détecteurs avant l'absorbeur, l'angle de production des muons à la cible est déduit de la mesure des traces après l'absorbeur, c'est-à-dire après avoir subi la diffusion multiple. Nous savons que la déflexion $d\theta$ dans un plan YOZ d'une particule chargée qui a traversé une épaisseur dZ de matière, suit approximativement une loi gaussienne dont la valeur moyenne est zéro et la variance:

$$\langle d\theta^2 \rangle = \left(\frac{0.015}{P\beta} \right)^2 \frac{dZ}{L_r}$$

où P et β sont l'impulsion en GeV/c et la vitesse de la particule respectivement et L_r est la longueur de radiation du matériau traversé.

La déflexion σ_θ entraîne un déplacement en Y qui, dans le plan YOZ à une distance $Z_b - Z$ de l'élément diffuseur, est :

$$\sigma_Y = (Z_b - Z) \sigma_\theta$$

Pour l'ensemble d'un absorbeur, situé entre les abscisses Z_i et Z_f (Fig. III-2) l'effet de la diffusion multiple au point Z_b quelconque est obtenu par l'intégration des équations précédentes, soit :

$$\langle \Delta\theta_b^2 \rangle = \alpha^2 \int_{Z_i}^{Z_f} \frac{dZ}{L_r}$$

$$\langle \Delta Y_b^2 \rangle = \alpha^2 \int_{Z_i}^{Z_f} (Z_b - Z)^2 \frac{dZ}{L_r}$$

$$\langle \Delta\theta_b \Delta Y_b \rangle = \alpha^2 \int_{Z_i}^{Z_f} (Z_b - Z) \frac{dZ}{L_r}$$

avec

$$\begin{cases} \Delta\theta_1^2 = \alpha^2 F_o \\ \Delta\theta_2^2 = \frac{\alpha^2}{Z_o^2} (F_2 - \frac{F_1^2}{F_o}) \end{cases}$$

et l'erreur sur θ est :

$$\Delta\theta = \sqrt{\frac{\Delta\theta_1^2 \Delta\theta_2^2}{\Delta\theta_1^2 + \Delta\theta_2^2}}$$

Nous allons démontrer ci-dessous qu'il existe un plan d'abscisse Z_m tel que l'estimation de l'angle θ est donnée par l'angle de la droite qui relie le centre de la cible au point d'intersection de la trace avec ce plan (Fig. III-2). Ce plan est unique et la valeur de son abscisse ne dépend que de la longueur et de la composition de l'absorbeur.

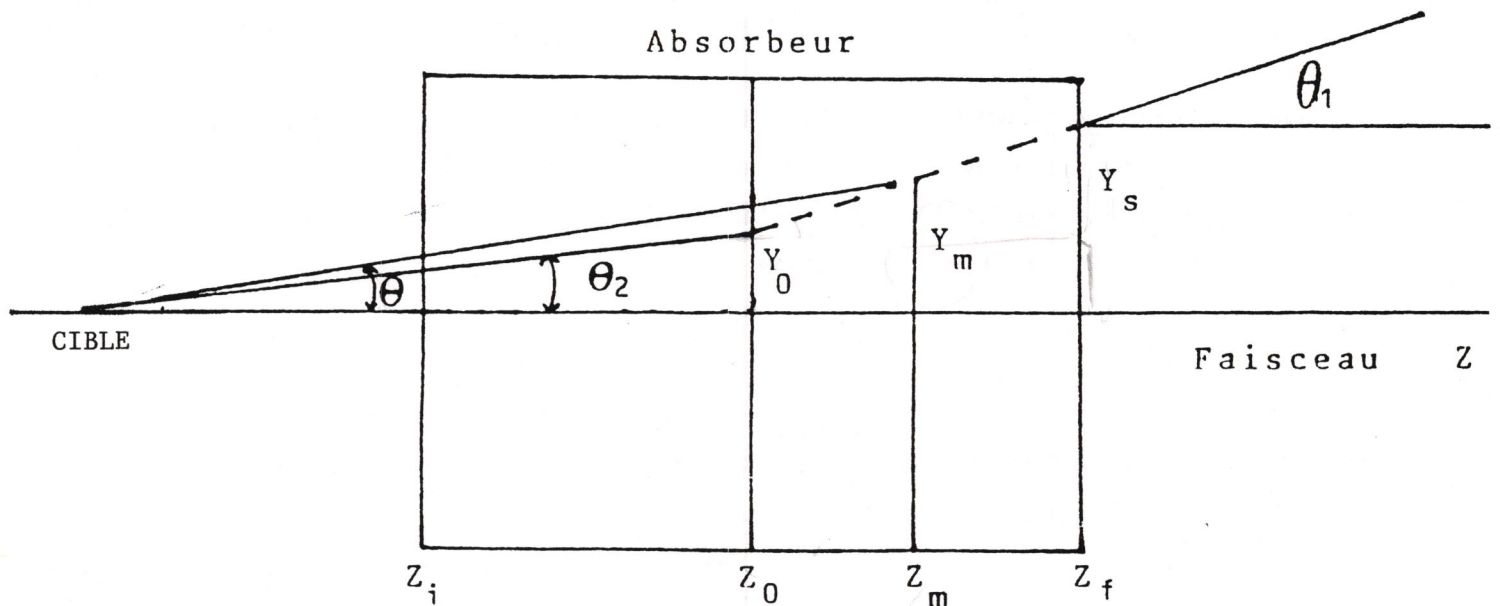


Figure III-2 : Définitions de : l'angle θ de la trace

plan de non-corrélation- Z_m
plan z_i de Branson - z_o

En définissant les moments:

$$F_n = \int_{Z_i}^{Z_f} \frac{Z^n}{L_r} dZ ,$$

les équations ci-dessus s'écrivent plus simplement

$$< \Delta\theta_b^2 > = \alpha^2 F_0$$

$$< \Delta Y_b^2 > = \alpha^2 (Z_b^2 F_0 - 2 Z_b F_1 + F_2)$$

$$< \Delta\theta_b \Delta Y_b > = \alpha^2 (Z_b F_0 - Z_1)$$

Avec ceci, nous voyons immédiatement que la corrélation entre les erreurs en Y et θ est nulle dans un plan d'abscisse

$$Z_0 = \frac{Z_1}{F_0}$$

appelé le plan de BRANSON. Ici, nous disposons de deux mesures indépendantes pour l'estimation de l'angle de départ à savoir l'angle de la trace avant (θ_1 , dans la Figure III-2) et l'angle défini par la position en Y_0 de la trace extrapolée au plan de Branson ($\theta_2 = \frac{Y_0}{Z_0}$).

L'angle d'émission θ est donné par la moyenne pondérée de ces deux estimateurs:

$$\theta = \frac{\theta_1 \omega_1 + \theta_2 \omega_2}{\omega_1 + \omega_2} \quad (2)$$

où

$$\omega_i = \frac{1}{\Delta\theta_i^2}$$

Soit Y_m la coordonnée de la trace avant extrapolée à $Z - Z_m$:

$$Y_m = Y_o + (Z_m - Z_o) \Theta_1$$

et par définition

$$Y_m = Z_m \Theta$$

d'où

$$\Theta Z_m = Y_o + (Z_m - Z_o) \Theta_1 \quad ,$$

en remplaçant Θ par l'expression (2) et en sachant que $Y_o = Z_o \Theta_2$ nous obtenons que :

$$Z_m \frac{\Theta_1 \omega_2 + \Theta_2 \omega_2}{\omega_1 + \omega_2} = Z_o \Theta_2 + (Z_m - Z_o) \Theta_1$$

$$Z_m = Z_o \left(\frac{\omega_1}{\omega_2} + 1 \right)$$

et puisque

$$Z_o = \frac{F_1}{F_o} \quad \text{et} \quad \frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{1}{Z_o^2 F_o} \left(F_2 - \frac{F_1^2}{F_o} \right)$$

Nous obtenons tout simplement que la valeur de l'abscisse du plan cherché est : $Z_m = \frac{F_2}{F_1}$.

3.4 SELECTION DES EVENEMENTS

3.4.1. Coupure globale

Les coupures du programme de reconstruction étant un peu larges afin de ne pas rejeter de bons événements, le lot d'événements

reconstruits contient encore un certain pourcentage de bruit de fond. Il s'impose donc une sélection plus soigneuse, qui fait intervenir les trois contraintes fondamentales suivantes :

- l'événement doit provenir de la cible;
- les deux segments qui composent la trace d'un muon (avant et arrière) doivent se croiser dans l'aimant dans un plan de coordonnée Z constante (plan de déflexion);
- la trajectoire des muons doit être coplanaire avec l'axe du faisceau.

Les trois grandeurs qui traduisent ces contraintes le plus indépendamment possible sont **RTARGET**, **DMAG** et **DPHI** :

RTARGET est la distance entre l'axe Z et l'impact du segment de la trace du télescope avant au plan $Z = 0$. Ce terme dépend de la diffusion multiple dans l'absorbeur et dans la cible, qui est une fonction de l'impulsion et il contient l'imprécision de reconstruction des traces.

DMAG est la distance entre les points d'intersection des traces avant et arrière extrapolées jusqu'au plan de déflexion magnétique. Cette distance est affectée par la diffusion multiple dans les chambres et les hodoscopes et l'imprécision de reconstruction.

DPHI est la différence entre les angles azimutaux de la trace arrière dans PC8 et de la trace avant extrapolée au niveau de PC8. Cette extrapolation a pour effet une diminution de la contribution de la diffusion multiple dans l'absorbeur. Mais cette grandeur contient l'effet de la diffusion multiple dans le reste de l'appareillage et les erreurs de mesure de la trajectoire.

Nous constatons que l'imprécision de reconstruction figure dans les trois grandeurs, ce qui signifie qu'il existe une petite corrélation entre elles. DMAG et DPHI sont de plus corrélées par la contribution de la diffusion multiple dans les détecteurs. Donc, ces trois distributions bien spécialisées selon l'origine des effets physiques ne sont pas totalement indépendantes, mais ce sont elles qui sont le moins corrélées parmi toutes celles qui traduisent les trois contraintes citées.

Leurs distributions dépendent des variables physiques de la particule, RTARGET notamment dépend fortement de son impulsion puisque la diffusion multiple varie selon $1/P$. Afin de diminuer cette dépendance, nous avons remplacé RTARGET par son produit avec l'impulsion (soit $P \cdot RTARGET$).

Dans la figure III-4 nous montrons les valeurs de l'écart standard des distributions $P \cdot RTARGET$, DMAG et DPHI, en fonction de l'impulsion du muon pour les deux énergies du faisceau incident et nous les comparons avec les distributions équivalentes, obtenues par le programme de simulation. Nous constatons que le Monte Carlo présente systématiquement des distributions légèrement plus étroites que les données, qui reflète essentiellement une imprécision dans la description du passage des particules dans l'aimant, et l'absence de queues aux distributions, qui reflète l'absence de bruit de fond dans les événements simulés.

Les différences observées entre les deux énergies, aussi bien pour les données que pour le Monte Carlo, sont dues au fait que la configuration de l'appareillage est différente et que les paramètres des traces sont mieux mesurés dans un spectromètre où les chambres à fils sont plus éloignées les unes des autres.

Il nous reste à définir un critère de sélection, c'est-à-dire une valeur de coupure. Puisque les trois distributions sont gaussiennes, on peut d'abord les normaliser pour exprimer la qualité d'une trace reconstruite en nombre d'écarts standards.

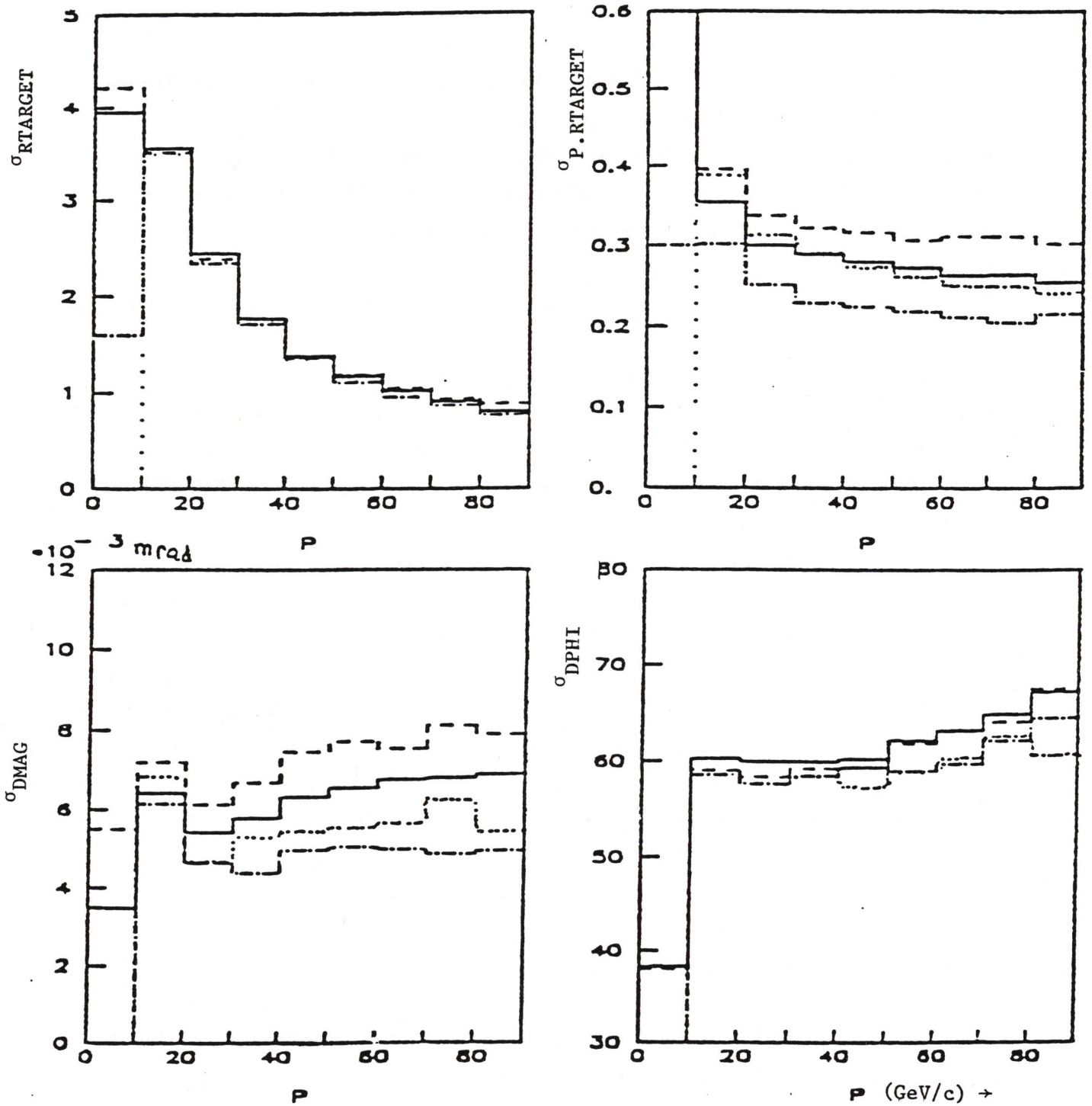


Figure III-4 : Distribution de l'écart standard des grandeurs RTARGET, DMAG, DPHI et RTARGET décrites dans le texte en fonction de l'impulsion des muons dans les cas suivants :

— MC	} $P_{\pi} = 194$ GeV/c
--- données	
-.-.- MC	} $P_{\pi} = 284$ GeV/c
..... données	

Une paramétrisation de la déviation standard des trois distributions, en fonction de l'impulsion du muon et de l'énergie incidente est ensuite nécessaire.

A partir de la paramétrisation nous définissons les distributions normalisées, qui sont maintenant indépendantes de l'impulsion de la particule à sélectionner, et de l'énergie du faisceau incident. Nous avons utilisé comme paramètre global de qualité d'une trace la somme quadratique du nombre d'écarts standards des trois distributions (Fig. III-6).

La valeur de coupure choisie est à 5σ , elle correspond à une inefficacité inférieure au 1% et rejette environ 2% des données.

Dans la figure III-7 nous représentons les distributions en masse, p_T et x_F pour deux lots d'événements, ceux qui ont subsisté après la coupure globale à 5 et ceux qui ont été rejetés. Nous remarquons que les distributions des deux lots sont bien différentes, ce qui reflète bien leur nature différente.

La coupure globale est donc un instrument puissant dans l'élimination du bruit de fond, lequel comme nous l'avons vu dans la figure III-7 a une importance relative dans les régions cinématiques peu peuplées des grandes valeurs des masses de p_T et de x_F .

Au vu des distributions en masse des paires de muons de même signe, après la coupure globale (Fig. III-10), nous constatons que le bruit de fond de nature physique, provenant des désintégrations des pions, kaons, et des particules de saveurs lourdes, se localise essentiellement aux petites masses et nous pouvons affirmer que cette contribution est nulle pour des masses supérieures à $5.5 \text{ GeV}/c^2$.

Pour conclure, l'estimation des pertes de cette coupure s'élève à 0.9% pour les données et à 0.2% pour les événements Monte Carlo.

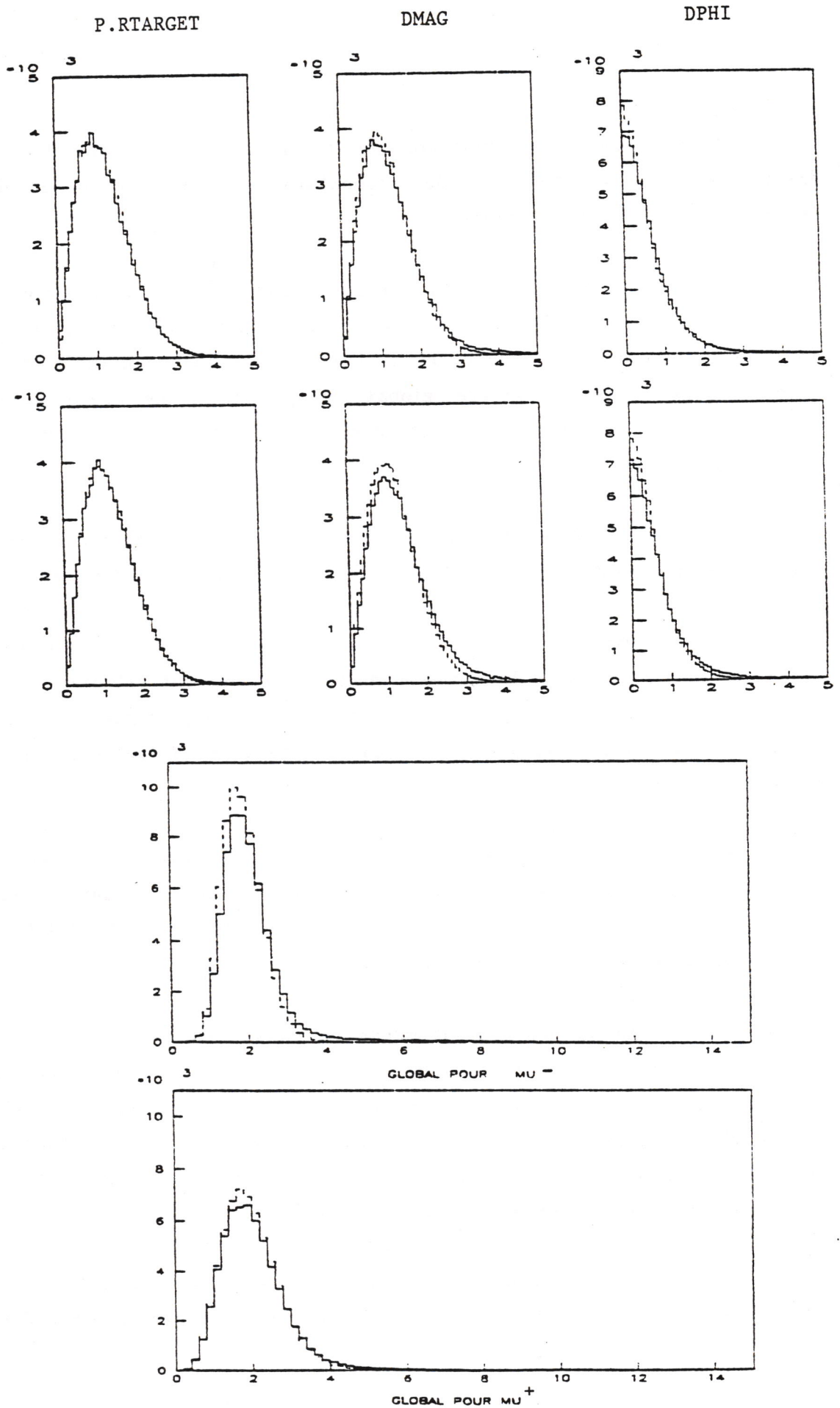


Figure III-6 : Distributions normalisées des coupures RTARGEY, DMAG, DPHI et globale. En trait plein sont les données, en pointillé les événements Monte Carlo.

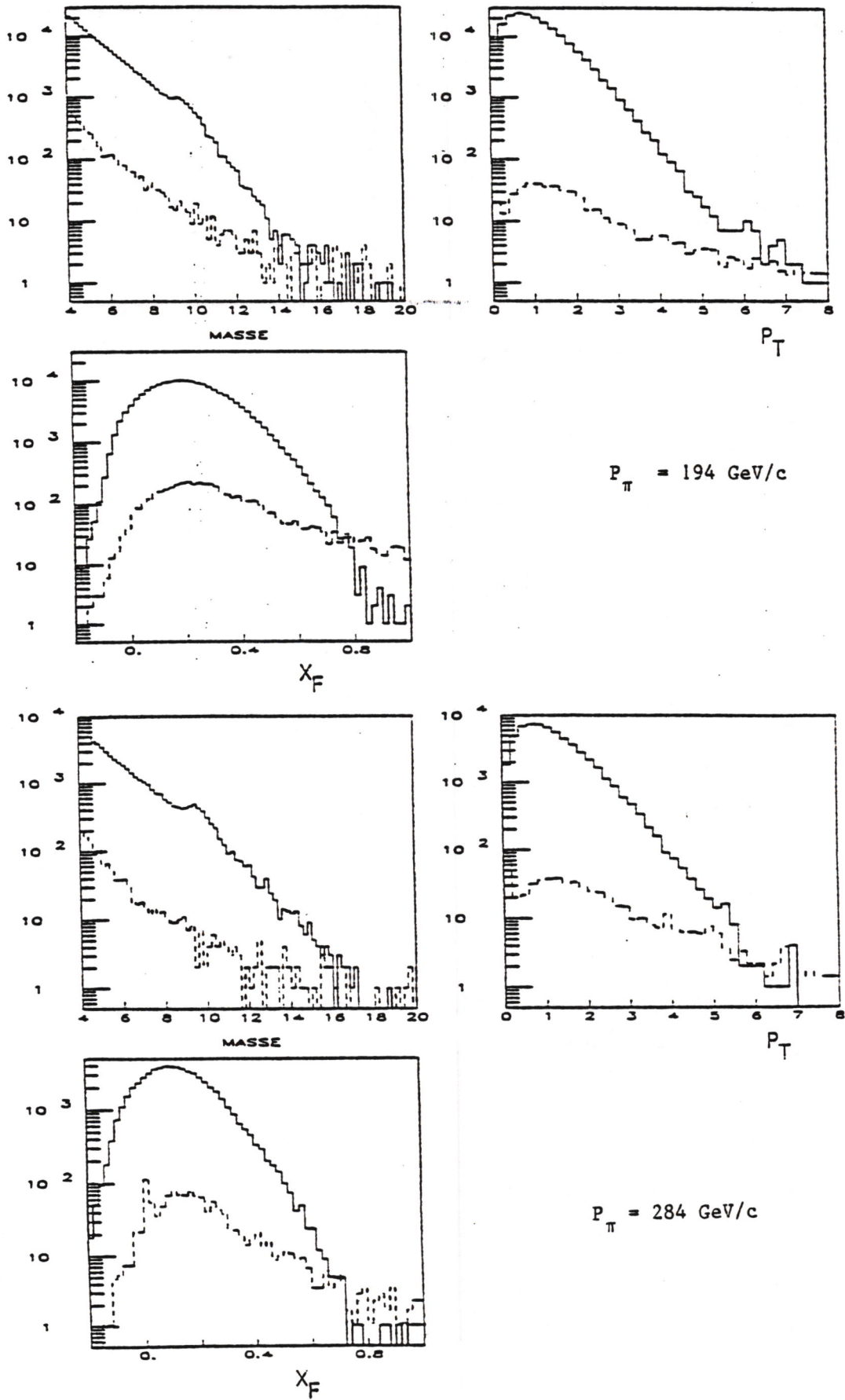


Figure III-7 : Distributions en M , P_T et x_F des paires de μ^{+-} produites aux énergies de 194 et 284 GeV :
 — paires de muons retenues après la coupure globale 5σ
 ---- paires de muons rejetées par la coupure globale à 5σ .

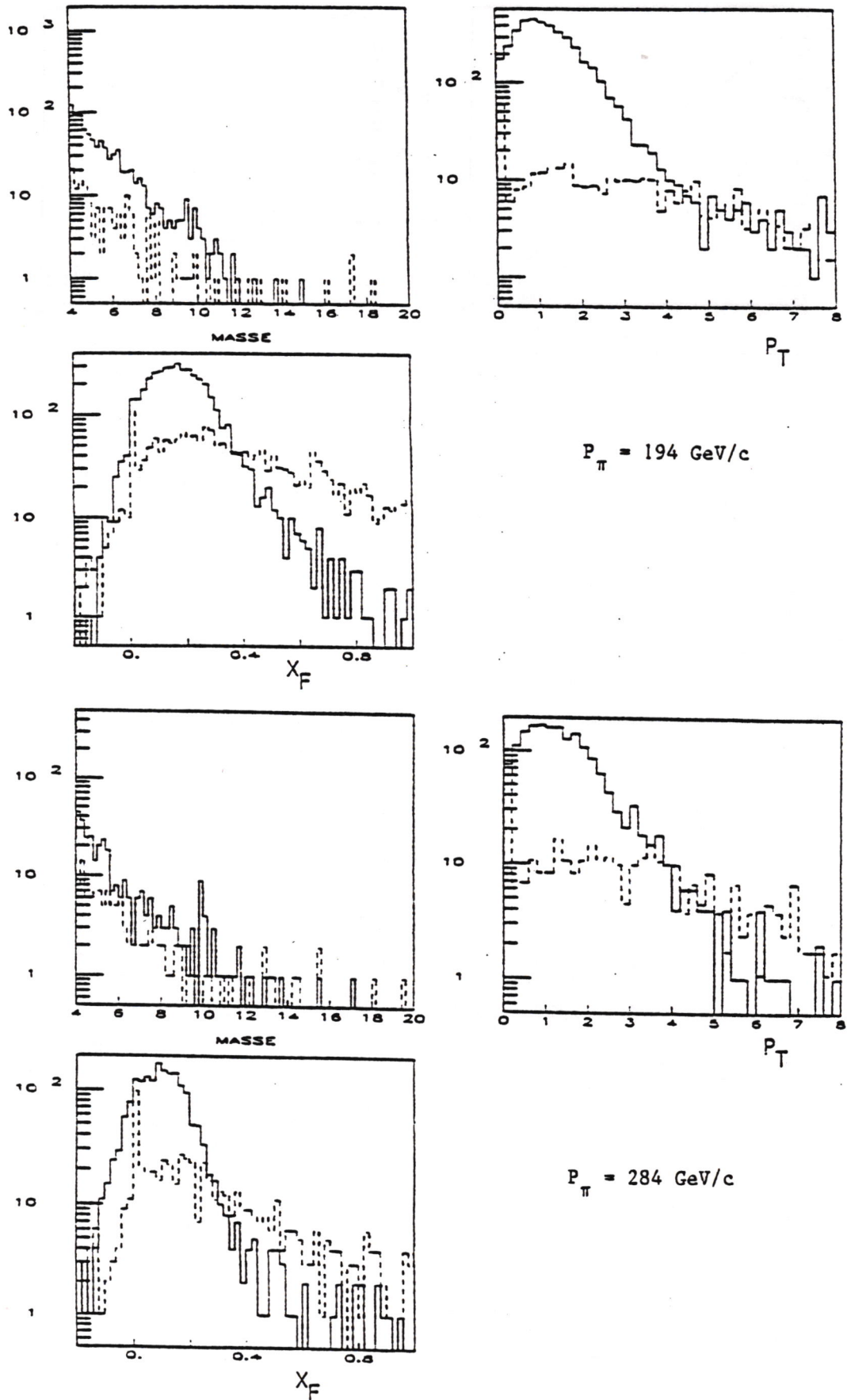


Figure III-8: Distributions en M , P_T et x_F des paires $\mu^+\mu^+ + \mu^-\mu^-$ produites aux énergies T de 194 et 284 GeV :

- paires de muons de même signe retenues après la coupure globale à 5σ
- paires de muons de même signe rejetées par la coupure globale à 5σ .

3.4.2. Coupures géométriques

A la suite de la reconstruction, nous avons été amenés à faire une sélection des événements selon les critères géométriques suivants:

- rejet des événements ayant au moins une trace qui traverse un des secteurs de fer de l'aimant (voir figure II-11). Cette rejection est effectuée en raison de la mauvaise résolution que ces événements présentent (environ de 8% en masse). Ceci représente $\sim 40\%$ du nombre total d'événements reconstruits;
- coupure fiduciaire concernant la géométrie des chambres de façon à délimiter leur volume actif. Celui-ci est défini par la région d'espace qui est recouverte par les trois plans de fils Y, U et V (voir figure III-9). Seulement 1% des événements reconstruits sont rejetés avec cette coupure;
- et une coupure liée à la géométrie des compteurs : il faut que la trace reconstruite ait obéi aux critères du système de déclenchement, notamment à la vérification d'une combinaison $R1 \cdot R2$ permise. Si une trace a subi une diffusion multiple importante, il se peut qu'elle passe à côté, le déclenchement n'ayant été effectué par une coïncidence fortuite. Le rejet de cette coupure est de 0.3% environ.

Il va de soi que toutes ces coupures sont aussi pratiquées à la reconstruction des événements simulés.

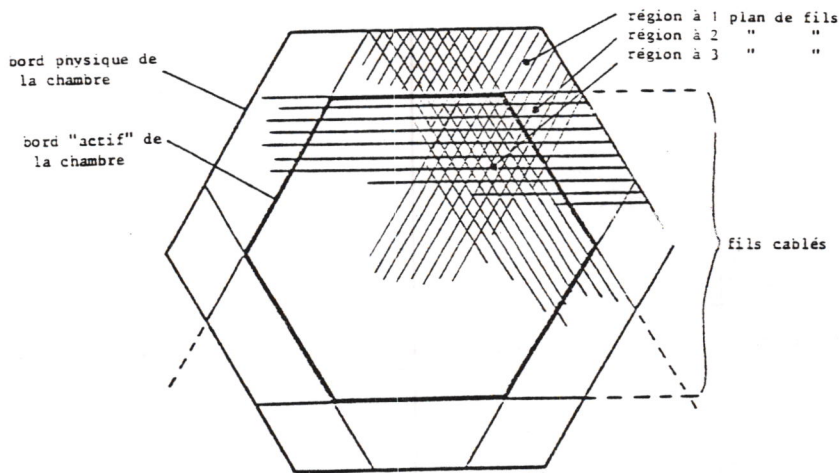


Figure III-9 : Chambres proportionnelles à fils.
Définition de la région recouverte par les 3 plans de fils.

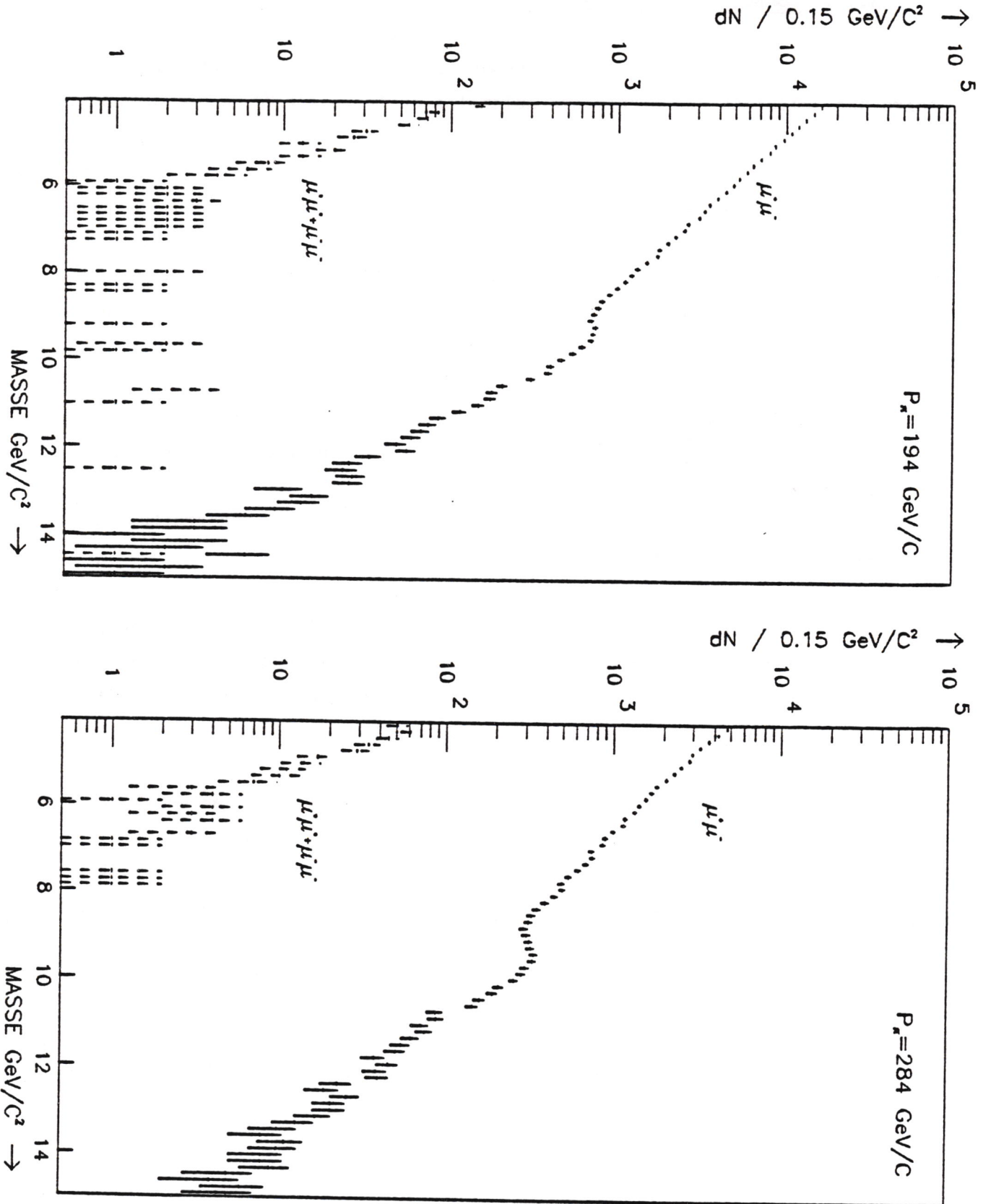


Figure III-10 : Spectre en masse, non corrigé d'acceptance, des paires de $\mu^+\mu^-$ et $\mu^+\mu^- + \mu^+\mu^-$ aux impulsions de faisceau de 194 GeV/c(a) et 284 GeV/c(b)

3.4.3. Estimation du bruit de fond physique

La figure III-10 , montre les spectres en masse pour les paires de muons reconstruits ayant une masse supérieure à $4.05 \text{ GeV}/c^2$ aux énergies de 194 et 284 GeV/c , après les coupures globales et géométriques (cf. parag. 3.4.1 et 3.4.2). Néanmoins, ces événements présentent des contaminations d'origine physique, autre que le continuum Drell-Yan que nous nous proposons d'étudier, à savoir:

- les résonances ψ et T
- la désintégration des π et K produits à la cible
- la désintégration des saveurs lourdes
- les interactions secondaires.

3.4.3.1. Résonances

La séparation entre les résonances et le continuum s'obtient par une simple coupure en masse. La considération des masses supérieures à $4.5 \text{ GeV}/c^2$ élimine d'emblée la famille du ψ . L'analyse des résonances de la famille de l'upsilon [14,49] (voir figure III-11) montre que l'exclusion des masses entre 8.5 et 11.0 GeV/c^2 élimine à un niveau de confiance supérieur à 99.5% toute contamination de cette famille.

3.4.3.2. Désintégration des π et K produits à la cible

Malgré la courte distance entre la cible et l'absorbeur, il se peut que des pions et des kaons produits à la cible se désintègrent en muons pendant leur vol avant leur absorption. Ceci contribue à la production de paires de muons de signes opposés et de même signe avec une probabilité égale. Si, en première approximation nous considérons que l'ensemble des paires de $\mu^+\mu^+ + \mu^-\mu^-$ produits ayant subi toutes les coupures (figure III - 8) n'est dû qu'à ce mécanisme de production, nous estimons que la contamination dans les paires $\mu^+\mu^-$ est inférieure à 1%.

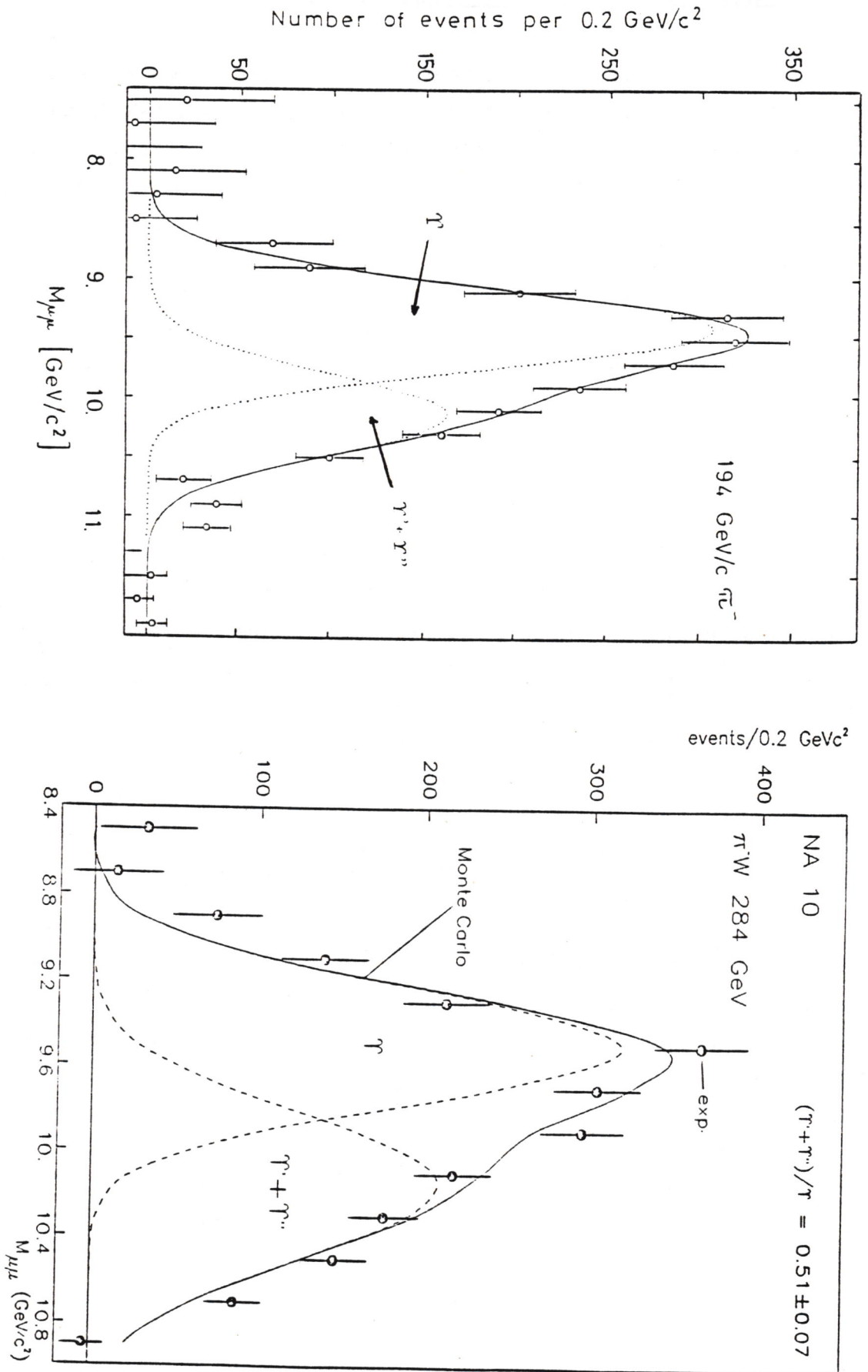
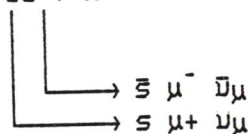


Figure III-11 : Distribution des résonances de la famille de 1' T aux impulsions du faisceau de 194 GeV/c (a) et 284 GeV/c (b).

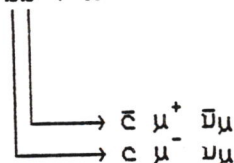
3.4.3.3. Désintégration des saveurs lourdes

Nous avons fait une étude sur la contamination des paires $\mu^+\mu^-$ due à la désintégration semi-leptonique des quarks de saveurs lourdes (charme et beauté). Cette étude, basée sur des simulations de Monte-Carlo, présente de grandes incertitudes relatives à la section efficace de production, $\sigma(c\bar{c})$ et $\sigma(b\bar{b})$. En considérant le mécanisme de production centrale due à la fusion des quarks et des gluons traduit par les réactions:

$$\pi^- N \rightarrow c\bar{c} + X$$



$$\pi^- N \rightarrow b\bar{b} + X$$



Nous pouvons calculer la section efficace théorique de production des paires de muons si la masse des quarks de désintégration est négligeable par rapport à l'énergie du centre de masse [15]. Dans la figure III-12 nous comparons la section efficace $d^2\sigma(c\bar{c} \rightarrow \mu^+\mu^-)/dM dY$ à la section efficace de production du continuum Drell-Yan calculée au premier ordre en QCD et nous y remarquons que la section efficace de désintégration des quarks charmés a une décroissance en masse plus forte que celle des paires de muons du continuum. En plus, l'acceptance de ces deux processus est très différente (voir figure III-13), du fait que les dimuons de grande masse résultant de la désintégration des quarks charmés ont un muon à petit angle et l'autre à grand angle presque toujours en dehors des limites d'acceptance de notre spectromètre.

La considération d'un mécanisme de production diffractive est encore plus défavorable à la détection par notre appareillage. Une simulation Monte-Carlo nous montre que l'acceptance des paires de muons de masse supérieure à $4 \text{ GeV}/c^2$ produits par ce mécanisme est de l'ordre de

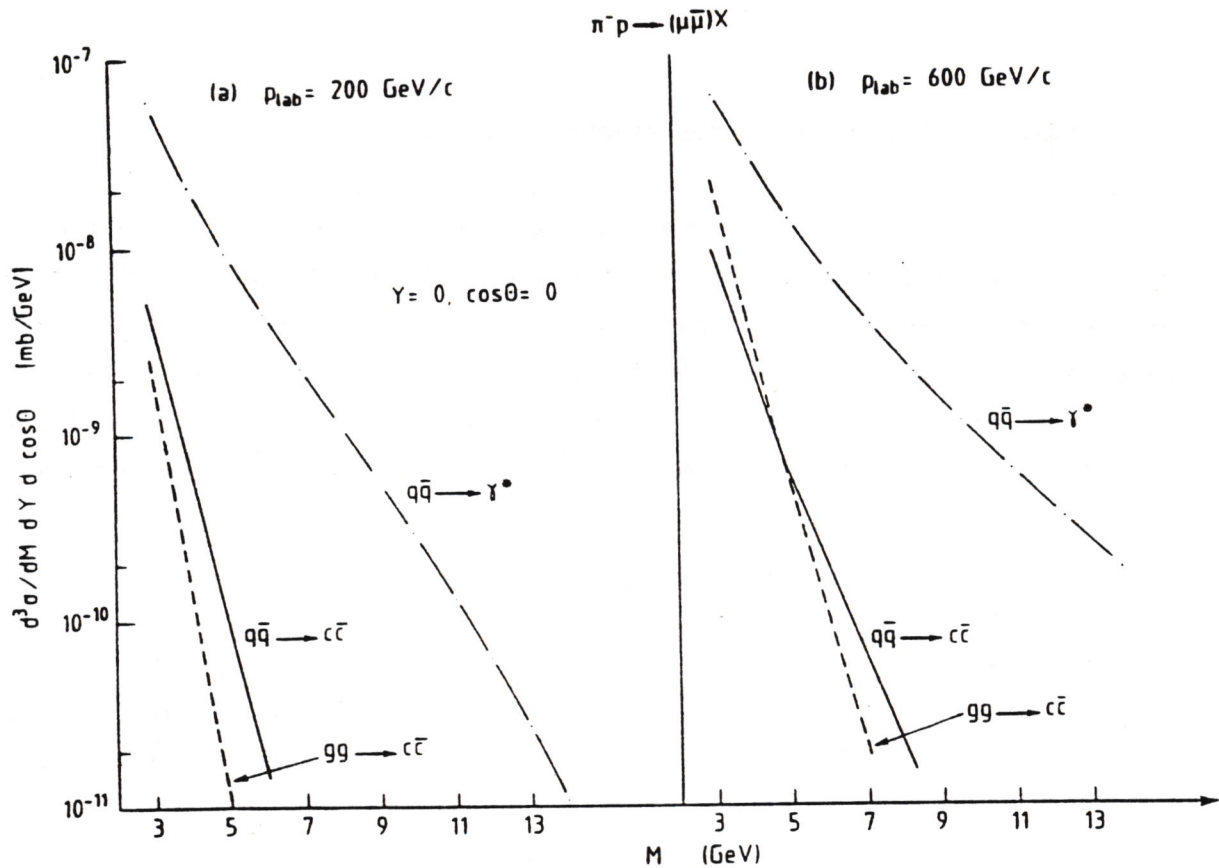


Figure III-12 : Comparaison des différents mécanismes de production des paires de muons en fonction de la masse à deux énergies du faisceau de π^- [15].

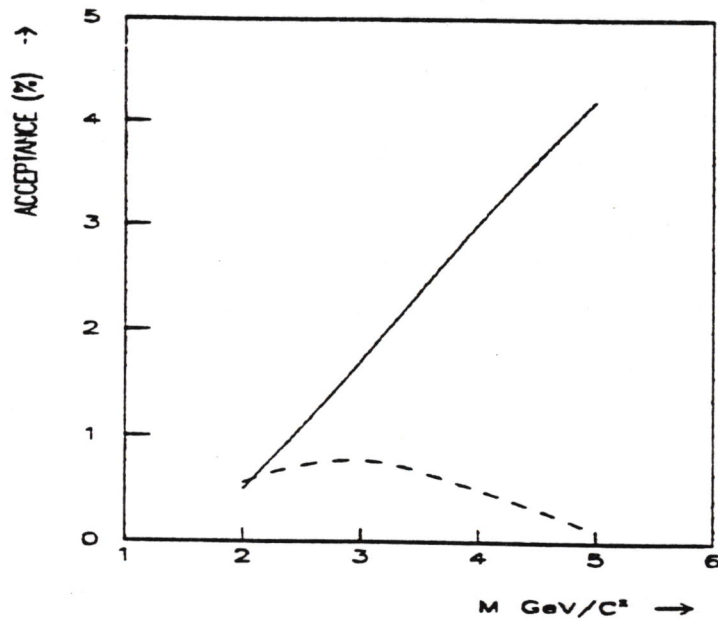


Figure III-13 : Acceptance en fonction de la masse des dimuons produits par :

- le mécanisme de Drell Yan
- la désintégration semi-leptonique des quarks charmés (production centrale)

0.03%, soit parfaitement négligeable. Donc, nous concluons que la désintégration des quarks charmés constitue un fond de moins de 1% pour les dimuons de masse supérieure à $4 \text{ GeV}/c^2$.

La méthode d'estimation des contributions au fond de $\mu^+\mu^-$ dues aux désintégrations des paires $b\bar{b}$ présente encore plus d'incertitudes en raison de la mauvaise connaissance expérimentale de la valeur de la section efficace de production. Le calcul théorique [15] n'étant pas valable puisque la masse du quark b ($\sim 4.5 \text{ GeV}/c^2$) n'est plus négligeable par rapport à l'énergie du centre de masse ($\sim 20 \text{ GeV}$). Nous avons simulé la production des paires $b\bar{b}$ en considérant les limites supérieures de la section efficace de production établies actuellement par l'expérience [16, 17], soit environ 10 nb et 20 nb pour des faisceaux de π^- à 194 et 284 GeV/c , avec un rapport de branchement ($b \rightarrow D \mu \nu$) de 0.1. Ce programme de simulation prédit que la proportion des paires de muons provenant des désintégrations $b\bar{b}$ est inférieure au 1% pour des masses supérieures à $4.5 \text{ GeV}/c^2$ (cf. Fig. III-14).

En conclusion, nous sommes conduits à une coupure en masse de $4.5 \text{ GeV}/c^2$ de façon à réduire la contamination des paires de muons produits par des désintégrations semi-leptoniques des quarks de saveurs lourdes à moins de 1%.

3.4.3.4. Interactions secondaires

Il se peut que les hadrons produits lors d'une interaction primaire réinteragissent dans la cible et produisent alors des paires de muons.

Afin d'estimer la contamination des dimuons par les interactions secondaires nous avons pris des données utilisant des cibles de tungstène de longueurs 2.5, 5.6 et 12.0 cm.

En ce qui concerne les données à l'énergie de 284 GeV , il faut rappeler qu'une cible de deutérium a été placée en amont de la cible de

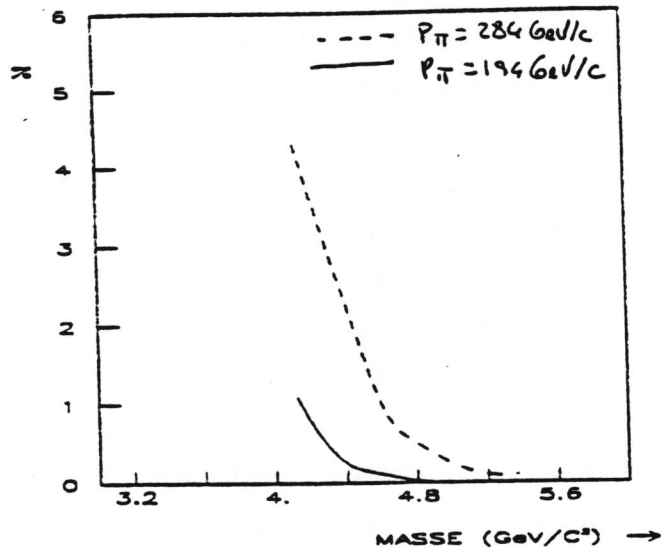


Figure III-14 : Proportion du nombre de paires de muons provenant des désintégrations $b\bar{b}$ produites aux énergies de 194 et 284 GeV/c.

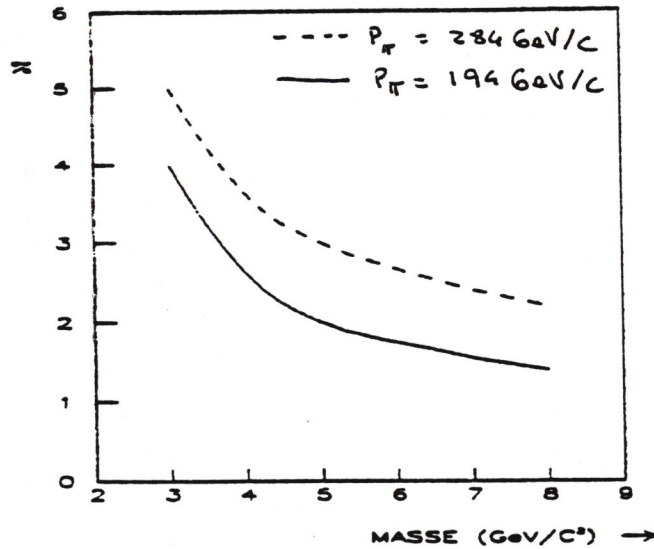


Figure III-16 : Proportion des paires de muons produits dans des interactions secondaires correspondant aux deux impulsions du faisceau primaire de π^- .

tungstène, et que des secondaires produits dans la cible de deutérium peuvent réinteragir dans la cible de tungstène.

a) Secondaires produits dans la cible de tungstène

Nous avons comparé le nombre d'événements produits dans les cibles de tungstène de longueurs 5.6 et 12.0 cm pour les variables cinématiques masse, P_T , x_F , après correction d'acceptance. Cette comparaison est présentée dans les figures III-15 sous la forme d'un rapport pour les hautes masses et pour la région de masse du ψ ($2.7 < M < 3.4$ GeV/c). Aucun effet différentiel entre les deux cibles est observé. Ceci est traduit de façon quantitative d'une part par la pente de la droite qui paramétrise les rapports en masse et x_F , d'autre part par la variation de la valeur moyenne en P_T (cf. tableaux III-1, 2).

Tableau III-1

	$2.7 < M < 3.4$ GeV/c ²	$M > 4$ GeV/c ²
$\langle P_T \rangle_{W12} - \langle P_T \rangle_{W5.6}$	$.001 \pm .007$	$-.004 \pm .012$
$\langle P_T \rangle_{W(DP)} - \langle P_T \rangle_{W(DV)}$	$.003 \pm .005$	$-.017 \pm .011$

Différence entre les valeurs moyennes de la distribution en P_T des dimuons produits à l'énergie de 284 GeV/ dans :

- cible de tungstène de 12.0cm et de 5.6 cm
- cible de tungstène de 12.0cm avec la cible de deutérium pleine ($\langle W(DP) \rangle$ et vide ($\langle W(DV) \rangle$)).

W120/W56 HM 300GEV

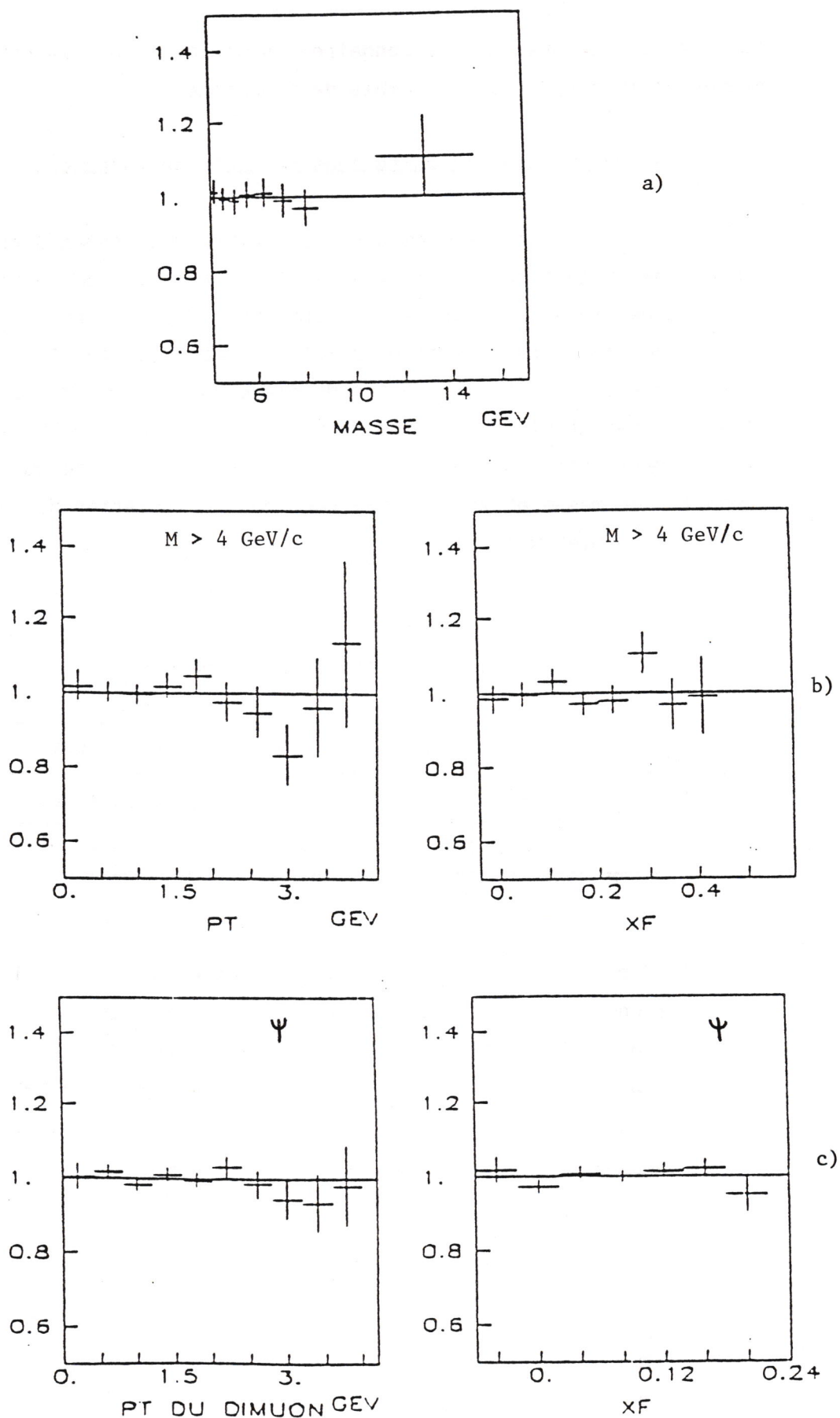


Figure III-15 : Rapport des distributions en masse, P_T et x_F des paires de muons produits dans les cibles de tungstène de 120cm et 5.6cm pour deux régions de masses :
 b) $M > 4 \text{ GeV}/c^2$
 c) $2.7 < M < 3.4 \text{ GeV}/c^2$

Tableau III-2

	M	x_F
W 12 / W 5.6	$.002 \pm .010$	$.04 \pm 14$
W(DP) / W(DV)	$-.004 \pm .009$	$-.02 \pm .13$

Valeur de la pente de la droite qui paramétrise les rapport des distributions en masse et x_F des dimuons produits en :

- cible de tungstène de 12.0cm et de 5.6cm (W 12/W 5.6)
- cible de tungstène de 12.0cm avec cible de deutérium (W(DP) et vide (W(DV)).

La faible statistique obtenue pour la cible très courte (2.5 cm) ne permet pas d'en tirer des conclusions sur l'effet de contamination pour la région des grandes masses ($M > 4 \text{ GeV}/c^2$). Néanmoins, pour la région de masse du ψ le rapport entre les nombres de dimuons produits en cible longue (12.0cm) et cible très courte (2.5 cm), ramenés à la même luminosité et corrigés d'acceptance vaut $4 \pm 2\%$.

Etant donné que la section efficace de production des paires de muons décroît assez rapidement avec l'énergie, le problème de réinteractions devrait être plus important dans le cas du faisceau de 284 GeV/c que dans celui du faisceau de 194 GeV/c. Ceci a été confirmé par le programme de simulation de GRANT qui nous montre d'autre part que le nombre de dimuons produits par les secondaires décroît avec l'augmentation de leur masse (voir figure III-16). Notamment, dans la région de masse du ψ , le programme estime la contamination à 5% à l'énergie de 284 GeV, en accord avec le résultat obtenu expérimentalement.

En conclusion, nous estimons que la contamination des dimuons

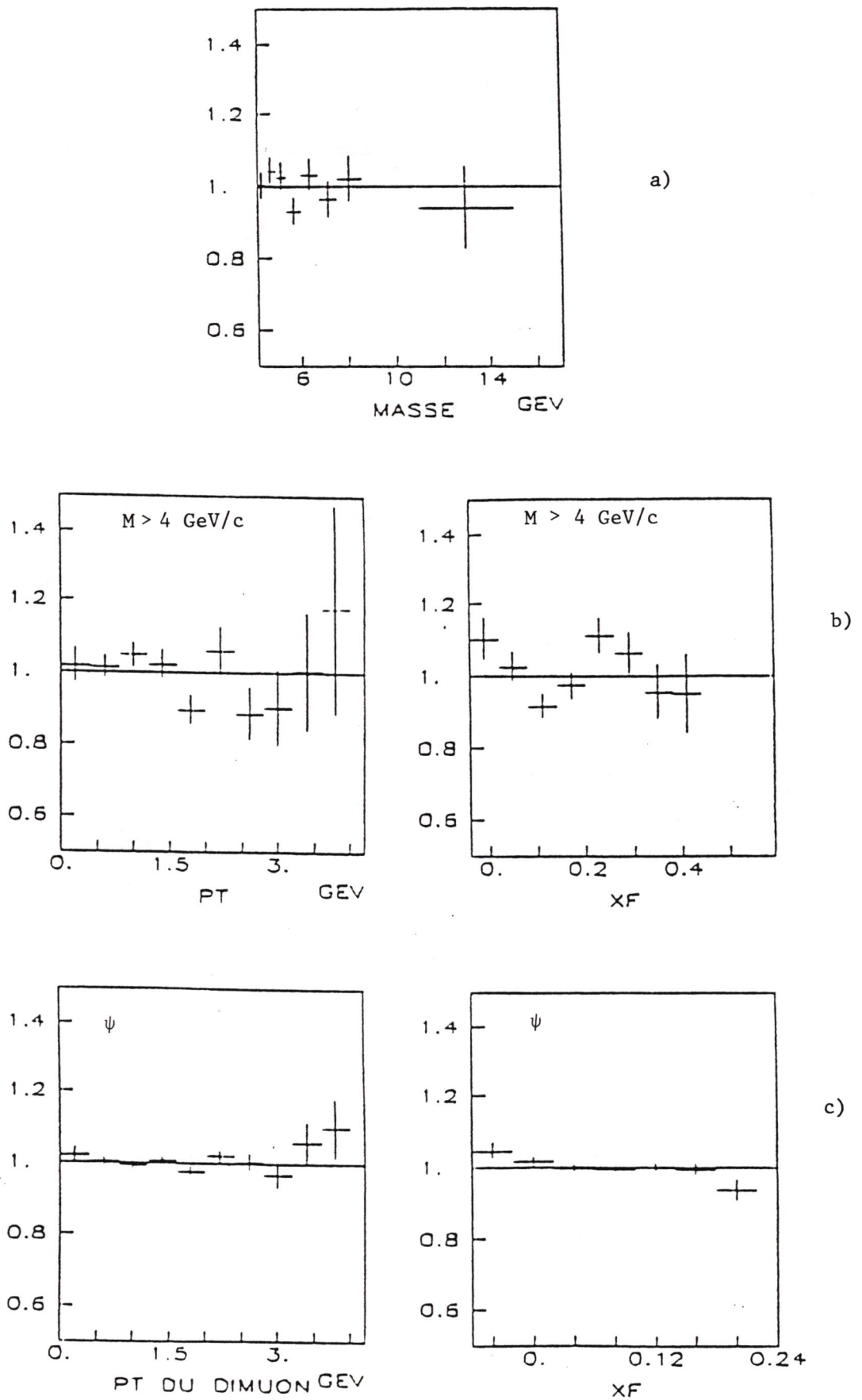


Figure III-17 : Rapport des distributions en masse, P_T et x_F des dimuons produits dans la cible de tungstène de 12cm ayant en amont la cible de Deutérium liquide pleine et vide pour les régions de masse

b) $M > 4 \text{ GeV}/c^2$
c) $27 < M < 3.4 \text{ GeV}/c^2$

produits par des secondaires, ayant des masses supérieures à $4.5 \text{ GeV}/c^2$, est inférieure à 2% (resp. 3%) pour le faisceau de $194 \text{ GeV}/c$ (resp. $284 \text{ GeV}/c$).

b) Secondaires produits dans la cible de deutérium

Par comparaison entre le nombre de dimuons produits dans la cible de tungstène ayant en amont la cible de deutérium vide ou pleine, nous observons un excédent de 11.5% de paires de muons rapportés au même flux incident. Ce nombre devrait correspondre exactement à la proportion du faisceau qui a été absorbé par collisions inélastiques dans la cible de deutérium, s'il n'y a pas eu d'interactions secondaires.

En connaissant la longueur d'absorption de la cible légère (voir tableau II-3), un simple calcul nous indique que $23.5 \pm 1.3\%$ du faisceau incident est absorbé par cette cible.

Nous concluons donc qu'environ 12% des dimuons détectés dans la cible lourde proviennent des hadrons secondaires produits dans la cible de deutérium. La figure III-17 et les tableaux III-1 et III-2, montrent qu'il n'y a pas d'effets différentiels entre les interactions primaires et secondaires dans les distributions en masse, P_T et x_F , à part un léger effet en x_F dans la région de masse du ψ . La raison en est que le faisceau de secondaires à l'issue de la cible de deutérium a d'une part une distribution en impulsion piquée vers l'avant, et d'autre part, une ouverture maximum de 7mrad pour qu'il puisse toucher la cible de tungstène, et donc que ses caractéristiques sont très proches de celles d'un faisceau primaire.

3.5 SELECTION DES RUNS

Le nombre de ψ par unité d'intensité est un excellent moniteur de la qualité des événements pris. Il dépend notamment des inefficacités du système de déclenchement et du programme de reconstruction.

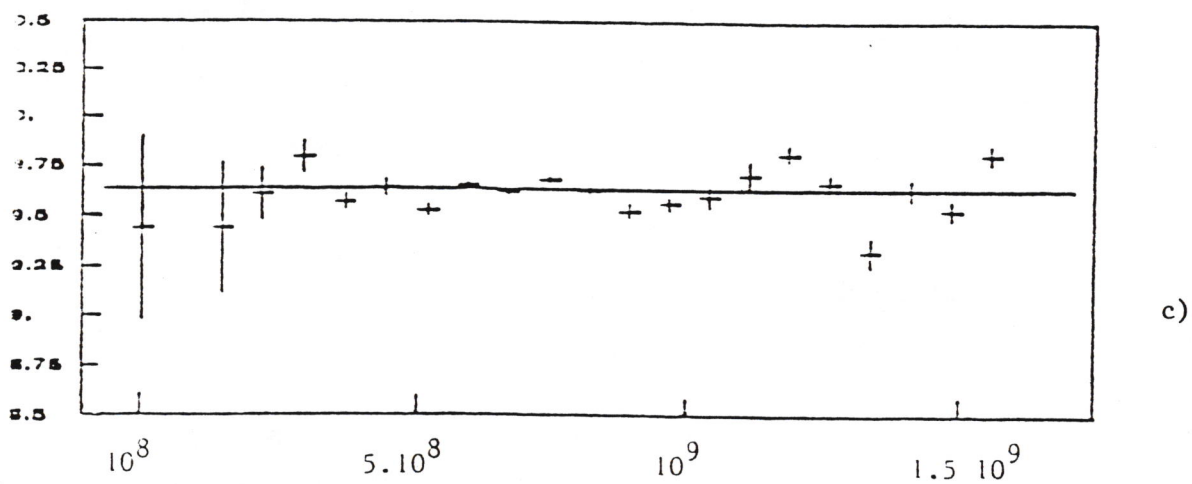
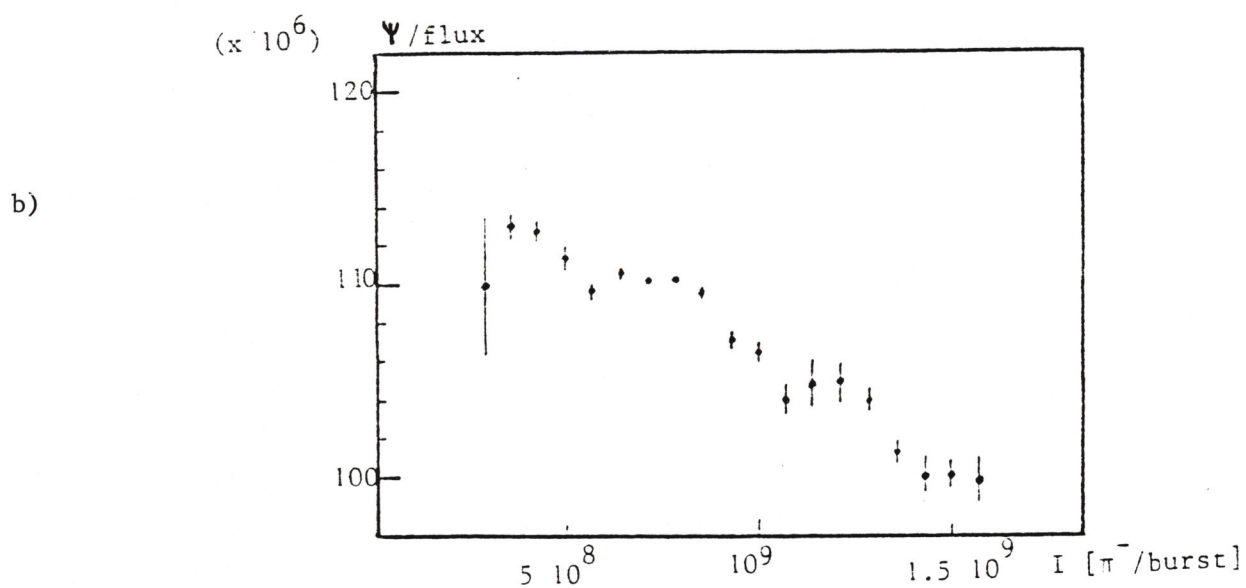
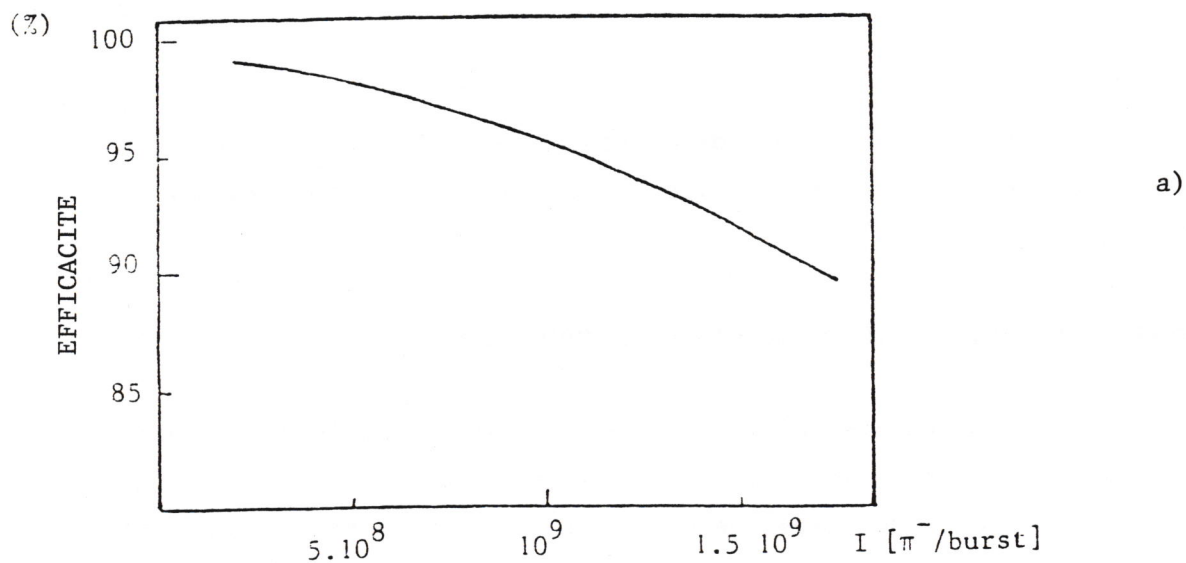


Figure III-18 : a) Efficacité de reconstruction en fonction de l'intensité

b) Nombre de ψ par unité de flux en fonction de l'intensité

c) Section efficace de production du ψ en fonction de l'intensité.

Une étude détaillée nous a montré que l'efficacité du programme de reconstruction diminue avec l'augmentation du flux incident variant de 96% à 88% pour des intensités qui vont de 5×10^8 à 2.2×10^9 /burst (c'est le cas des données de 194 GeV/c montré dans la figure III-18). Le système de déclenchement présente une efficacité de $86\% \pm 1\% \pm 5\%$, plus ou moins constante pour les valeurs d'intensité citées.

Dans aucune de ces inefficacités nous n'avons observé des effets différentiels.

La sélection des runs se fait de la manière suivante : pour les événements acquis dans chaque période du SPS nous calculons la valeur moyenne du nombre de ψ par unité d'intensité corrigée de l'inefficacité de reconstruction. Si un run présente une valeur qui dévie considérablement de la moyenne, il sera rejeté.

