

CHAPITRE V

L'IMPULSION TRANSVERSE DE LA PAIRE DE LEPTONS ET QCD

L'interprétation des expériences sur la production hadronique de paires de leptons conduit à des tests importants de la théorie de la Chromodynamique Quantique. En particulier, la distribution en impulsion transverse de la paire de leptons, qui n'a pas de justification dans le modèle naïf des partons [1], peut être interprétée en partie dans le cadre de QCD. L'observation d'une distribution en impulsion transverse pour les paires massives de muons est un des effets spectaculaires de la QCD. Néanmoins, jusqu'à ce jour, les distributions en P_T des dimuons produits dans les interactions hadroniques aux énergies actuellement disponibles sur cible fixe n'ont pas été totalement expliquées.

En QCD perturbative, le calcul de la section efficace $d\sigma/dP_T$ présente une divergence quand $P_T \rightarrow 0$ [25-28]. Ceci nous fait restreindre la comparaison avec les résultats expérimentaux à la région où $P_T \gg \Lambda_{QCD}$. Or, aux énergies disponibles en cible fixe, cette région est très réduite, le spectre en P_T étant dominé par des effets non perturbatifs. Ceux-ci peuvent être représentés par un $\langle K_T^2 \rangle$ intrinsèque de l'ordre de $1 \text{ GeV}^2/c^2$. Malgré cela, le grand succès de QCD à l'époque a été l'explication de l'augmentation de la valeur moyenne de P_T^2 avec l'énergie disponible dans le centre de masse [28]. Le facteur de proportionnalité est une fonction de τ , mais sa valeur dépend de l'ordre de l'approximation considérée dans la théorie perturbative.

Plus tard, la considération de l'émission des gluons mous a permis de décrire la distribution en P_T pour la région $\Lambda_{QCD} \ll P_T^2 \ll M^2$. Ceci a permis la diminution de la valeur moyenne du K_T^2 intrinsèque.

D'après l'idée originale de la resommation à tous les ordres des corrections importantes introduites par l'émission des gluons mous, la section efficace $d^3\sigma/dP_T^2 dM^2 dy$ est donnée par le produit de deux fonctions de structure et un facteur de forme effectif qui contient ces corrections [31-34].

Actuellement, en 1984 Altarelli et al. [36] ont considéré d'une manière complète toute l'information disponible et ils ont présenté dans une formule unique la section efficace différentielle $d^3\sigma/dP_T^2 dM^2 dy$ pour la région allant de $P_T \approx \Lambda$ à $P_T \ll M$.

Parallèlement, à partir du calcul de la section efficace intégrée en P_T , $d^2\sigma/dM^2 dy$, au premier ordre en QCD en incluant l'émission des gluons mous [37], les auteurs de Nice [39] présentent des résultats sur la dépendance en masse, y et S de la valeur moyenne du P_T^2 de la paire de leptons.

Le calcul complet des termes correspondant aux ordres supérieurs dans la section efficace en P_T n'est pas encore connu de nos jours. En ce moment, nous ne pouvons que présenter des arguments qualitatifs suggérant que ces termes introduiront de très grandes corrections aux énergies de cible fixe ($\sqrt{S} \approx 20$ GeV), mais qu'elles seront raisonnables aux énergies du SPPS ($\sqrt{S} > 500$ GeV).

Voyons donc comment au fil des années se sont développées dans le cadre de QCD ces différentes explications pour l'observation expérimentale de la distribution en P_T des dileptons.

5.1 CORRECTIONS DE QCD AU MODELE DE DRELL-YAN AU PREMIER ORDRE EN α_s

Dans le cadre de QCD perturbatif, le mécanisme de Drell-Yan (Fig. I-1) correspond à l'approximation d'ordre zéro en α_s . Les corrections d'ordre supérieur sont dues à l'émission ou l'absorption de gluons. Au premier ordre, ces corrections correspondent aux processus élémentaires représentés par les diagrammes de correction au vertex, d'annihilation quark-antiquark et de Compton QCD (Fig. V-1):

$$q + \bar{q} \rightarrow g + \mu^+ \mu^-$$

Annihilation avec émission de gluon
(Fig. V-1c, d)

$$q(\bar{q}) + g \rightarrow q(\bar{q}) + \mu^+ \mu^-$$

Effet Compton avec gluon absorbé
(Fig. V-e, f)

Les sections efficaces de ces sous processus ont des singularités de masse correspondant à l'émission de gluons co-linéaires. Cette difficulté a été résolue par Politzer [22] et Sachrajda [23] qui ont montré que, dans l'approximation des logarithmes dominants (LLA), ces singularités peuvent être absorbées dans les fonctions de structure des quarks dans les hadrons, si ces fonctions de structure violent l'invariance d'échelle comme dans la diffusion profondément inélastique des leptons.

D'autre part, les divergences infra-rouges contenues dans les diagrammes d'annihilation, où il y a une émission réelle d'un gluon (Fig. V-1 c,d) s'annulent avec celles existant dans les processus où il y a échange d'un gluon virtuel (Fig. V-1b).

Au premier ordre α_s (Fig. V-1), l'impulsion transverse emportée par le dimuon est contrebalancée par celle du quark ou du gluon de recul. Ceci a été montré en fin 1977 quasi simultanément par plusieurs auteurs [25-28].

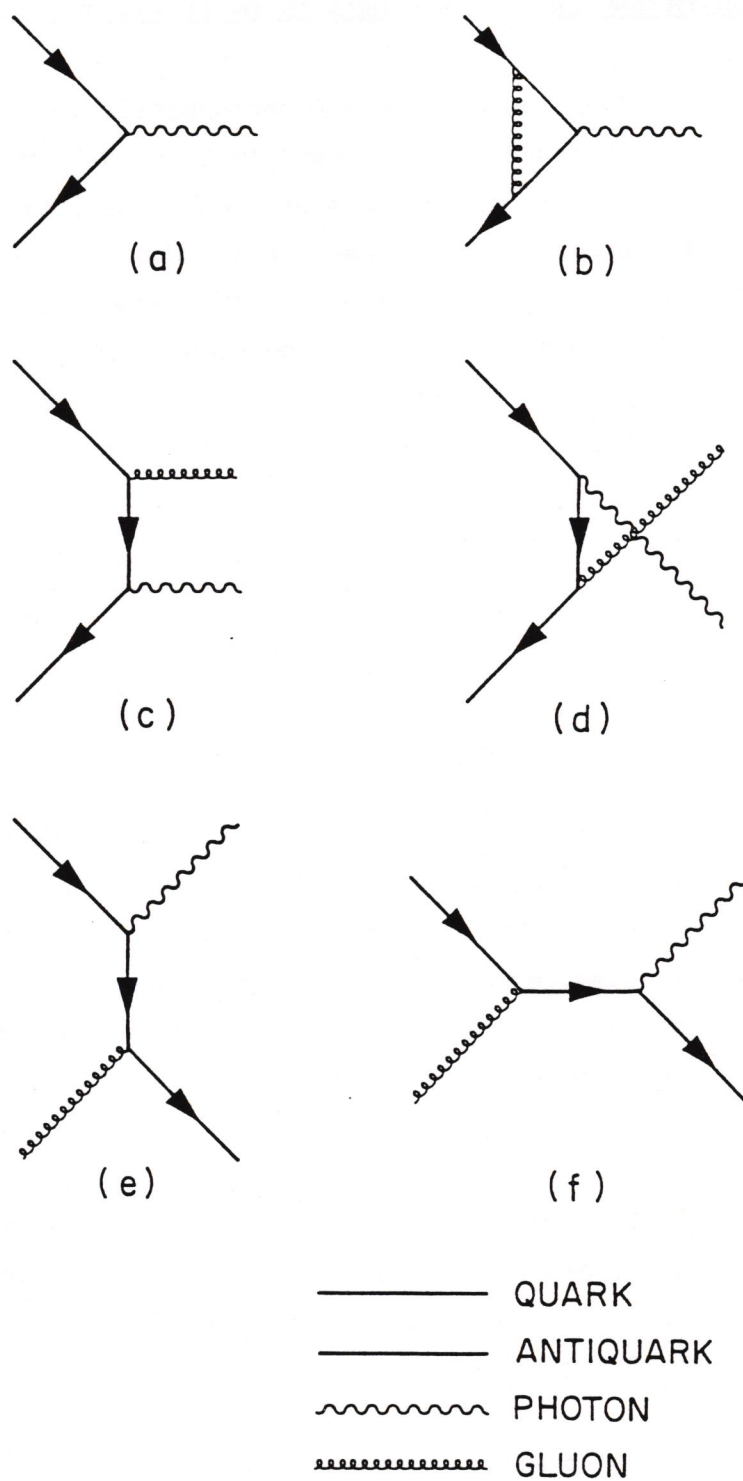


Figure V-1 : Diagrammes de correction du premier ordre en α_s .

Fritzsch et Minkowski [25], par généralisation de l'effet Compton, montrent que celui-ci permet d'expliquer la production dans les collisions hadroniques de dimuons avec des moments transverses.

Ils calculent, pour les collisions nucléon-nucléon, l'impulsion transverse moyenne $\langle P_T \rangle$ des paires de muons produits et ils montrent que celle-ci augmente avec l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision hadron-hadron pour une valeur fixe de $\sqrt{s}$.

En paramétrisant par une gaussienne le moment transverse initial des quarks et gluons (K_T intrinsèque), ils obtiennent de grandes valeurs de $\langle P_T \rangle$ des dileptons produits en collisions proton-proton avec la tendance globale des résultats de l'époque [29] (fig. V-2). Mais, en revanche, dans les collisions nucléon-antinucleon ou pion-nucléon où le mécanisme de production de paires de leptons est essentiellement l'annihilation des quarks de valence, Fritzsch et Minkowski prédisent des valeurs de $\langle P_T \rangle$ trop petites. En effet, dans ce cas la contribution du processus Compton est très réduite et la valeur $\langle P_T \rangle$ du dilepton serait alors due essentiellement au K_T intrinsèque des quarks et antiquarks dans la mesure où les processus de radiation des gluons ne sont pas pris en compte.

Kajantie et Ratio [26] ont considéré toutes les corrections gluoniques représentées dans la figure V-1 et ils ont calculé la section

efficace différentielle $d^3\sigma/dM^2 dy dP_T^2 \Big|_{y=0}$. Celle-ci présente une singularité

quand $P_T \rightarrow 0$ due au propagateur du quark, qui empêche le calcul de la section efficace intégrée $d\sigma/dM$ ainsi que la valeur $\langle P_T \rangle$. Par contre, dans la région où P_T est grand ($> \approx 1.5$ GeV/c) la section efficace différentielle est insensible à ces divergences et, d'une certaine manière, elle reproduit la forme de la queue observée dans les distributions expérimentales. Dans la figure V-3 on montre la comparaison entre ces calculs de la section efficace et les résultats expérimentaux obtenus à Fermilab dans des collisions proton-noyau [29]

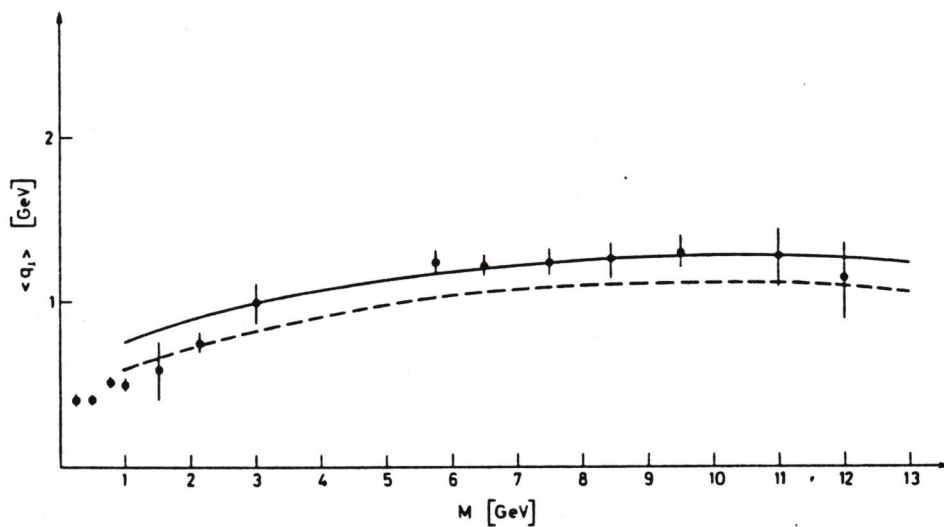


Figure V-2 : $\langle P_T \rangle$ en fonction de la masse du dimuon produit à l'énergie du centre de masse de 27.4 GeV dans des collisions proton-nucléon. Les données [29] sont comparées aux prédictions théoriques [25] pour deux valeurs de K_T intrinsèque :

— $\langle K_T^2 \rangle_{\text{int}} = 0.5 \text{ GeV}$
 --- $\langle K_T^2 \rangle_{\text{int}} = 0.3 \text{ GeV}$

après soustraction de la résonance γ .

Altarelli et al. [28] ont calculé la section efficace différentielle

$\left. \frac{d^3\sigma}{dM dP_T^2 dy} \right|_{y=0}$ au premier ordre QCD considérant toutes les corrections, gluoniques et d'annihilation $q\bar{q}$, et ils ont éliminé le problème de la divergence à $P_T = 0$ en utilisant un modèle de régularisation qui simule des moments transverses intrinsèques des quarks et gluons dans les hadrons. On trouvera dans la suite un résumé de leur travail.

La section efficace ainsi régularisée a la forme suivante:

$$\left. \frac{d^3\sigma^{\text{Reg}}}{dM dP_T^2 dy} \right|_{y=0} = \left. \frac{d^2\sigma^{\text{DY}}}{dM dy} \right|_{y=0} \frac{f(P_T^2)}{\pi} \int_0^1 d^2K_T \left. \frac{d^3\sigma}{dM dK_T^2 dy} \right|_{y=0} \left[f[(P_T - K_T)^2] - f(P_T^2) \right]$$

où:

$$\left. \frac{d^2\sigma^{\text{DY}}}{dM dy} \right|_{y=0} \text{ est la section efficace de Drell-Yan.}$$

$f(P_T^2)$ représente la distribution en P_T des quarks et gluons dans les hadrons. La distribution $f(P_T^2)$ est normalisée et décroît assez rapidement avec P_T^2 . Il s'ensuit que dans la région des grandes valeurs de P_T , la section efficace régularisée se réduit à celle donnée par QCD. La normalisation de $f(P_T^2)$

$$\int_0^\infty dP_T^2 f(P_T^2) = 1$$

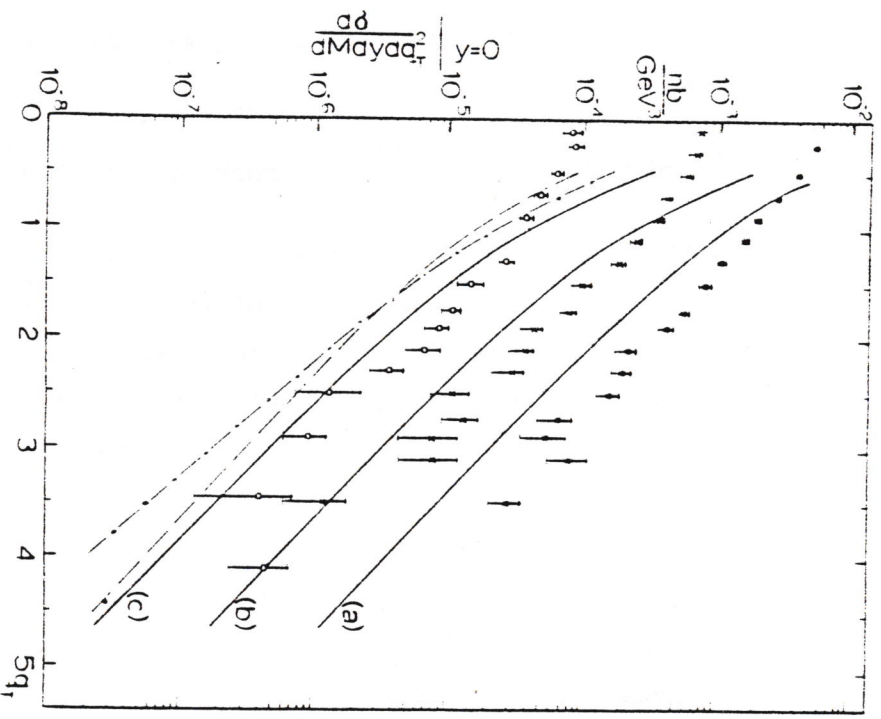


Figure V-3

Comparaison entre les sections efficaces expérimentales [29] et théoriques [26] pour 3 régions de masse :

- a) 5 M 6 GeV/c²
 - b) 7 M 8 GeV/c²
 - c) 9 M 10 GeV/c²
- avec soustraction de la résonance

--- contribution des diagrammes d'annihilation à M = 9.5 GeV/c²
----- contribution des diagrammes Compton à M = 9.5 GeV/c²

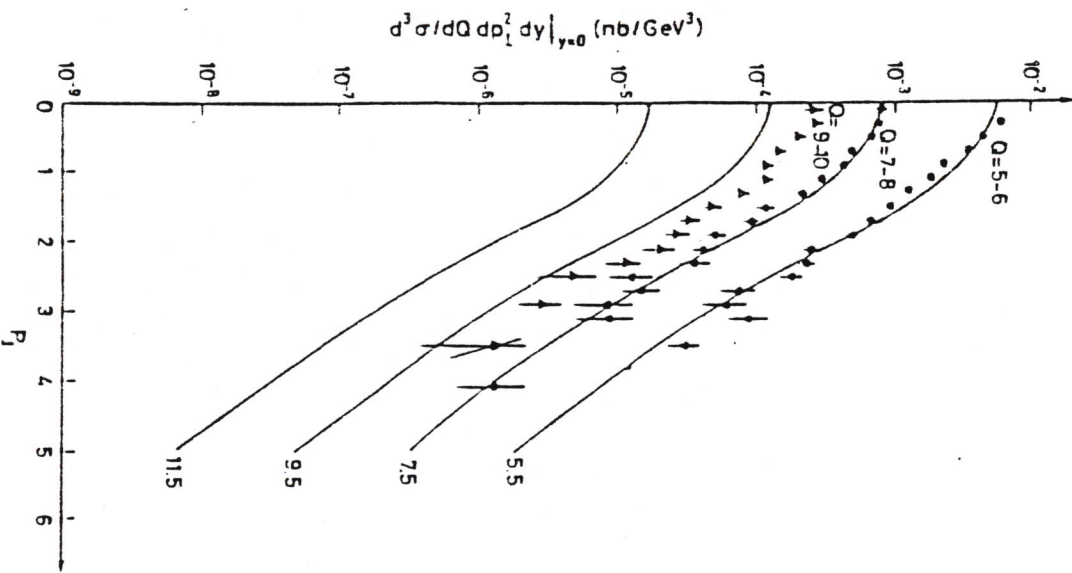


Figure V-4

Prédictions théoriques [28] comparées aux résultats expérimentaux [29] pour les collisions proton-noyau, après normalisation à la section efficace totale.

implique que le résultat de l'intégration de la section efficace différentielle est celui obtenu dans l'approximation des logarithmes dominants:

$$\int dP_T^2 \left. \frac{d^3 \sigma^{\text{Reg}}}{dM dP_T^2 dy} \right|_{y=0} = \left. \frac{d^2 \sigma^{\text{LLA}}}{dM dy} \right|_{y=0}$$

où

$$\frac{d^2 \sigma^{\text{LLA}}}{dM dy} = \frac{8\pi \alpha^2}{9 M S} \sum_i e_i^2 \left[q_{h_1}^i(x_1, M^2) \bar{q}_{h_2}^i(x_2, M^2) + 1 \leftrightarrow 2 \right]$$

Les résultats de cette régularisation ont montré un certain accord avec les résultats expérimentaux obtenus dans les expériences à Fermilab[29], à part la normalisation absolue (Fig. V-4). Par simplicité, la distribution $f(P_T^2)$ choisie est celle d'une gaussienne :

$$f(P_T^2) = A \exp(-A P_T^2)$$

ayant pour valeur moyenne de P_T^2

$$\langle P_T^2 \rangle_f = 1/A$$

La valeur moyenne du carré de l'impulsion transverse des paires de muons a donc deux sources : un terme provient des corrections du premier ordre en QCD, l'autre du K_T intrinsèque des quarks et gluons :

$$\langle P_T^2 \rangle = \langle P_T^2 \rangle_{\text{QCD}} + \langle K_T^2 \rangle_{\text{int}}$$

où $\langle K_T^2 \rangle_{\text{int}} = \langle P_T^2 \rangle_f$.

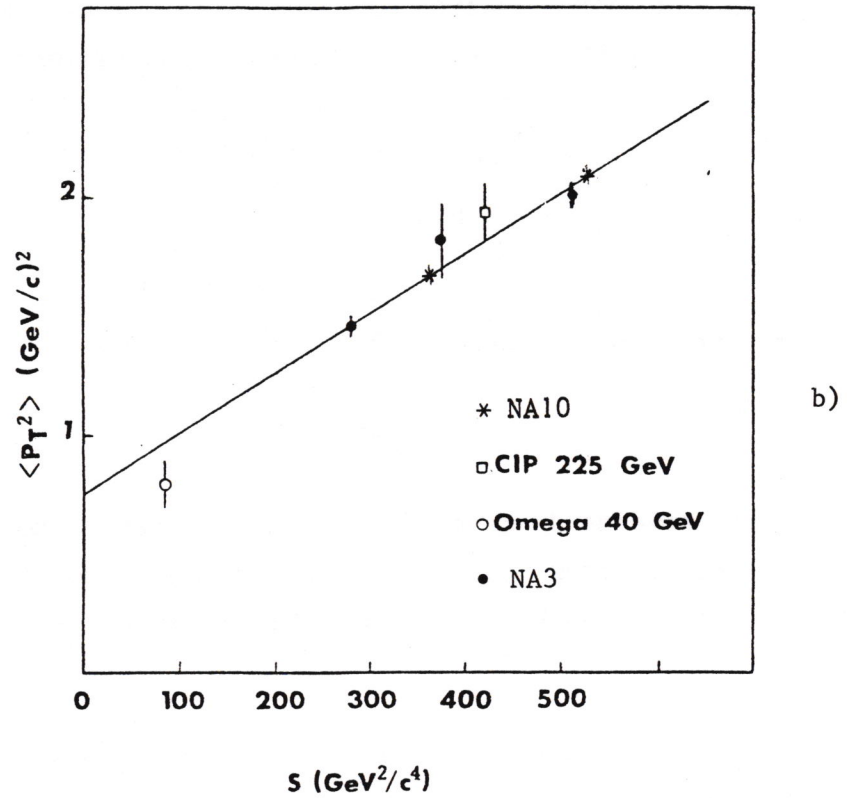
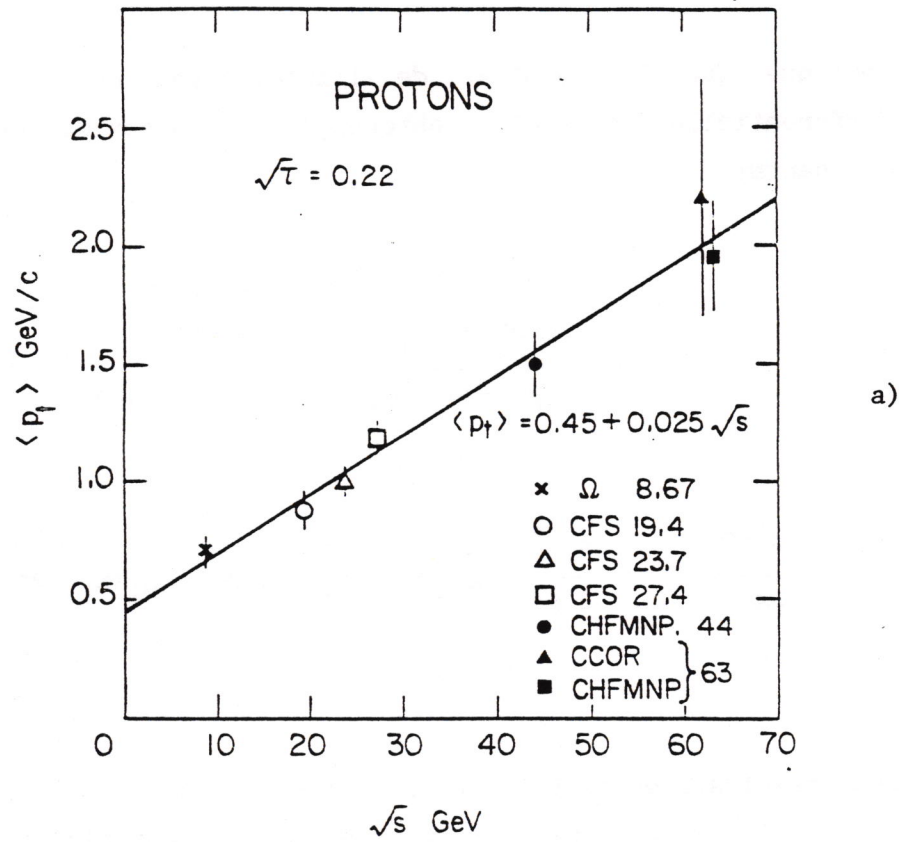


Figure V-5 : Dépendance du P_T du dimuon avec l'énergie du centre de masse ($\sqrt{s}$):

- a) $\langle P_T \rangle$ produits avec un faisceau de protons
- b) $\langle P_T^2 \rangle$ produits avec un faisceau de pions.

La partie $\langle P_T^2 \rangle_{\text{QCD}}$ est donnée par :

$$\langle P_T^2 \rangle_{\text{QCD}} = \frac{\int d P_T^2 P_T^2 \frac{d^3 \sigma}{dM dP_T^2 dy}}{\frac{d^2 \sigma}{dM dy}}$$

Pour la normalisation $d^2 \sigma / dM dy$ on prend le terme de Born de la théorie perturbative.

Les divergences dans la section efficace différentielle sont de l'ordre de $1/P_T^2 \ln P_T^2$ et $1/P_T^2$ pour les graphes d'annihilation et Compton respectivement. Alors le produit de P_T^2 par $d^3 \sigma / dM dP_T^2 dy$ ne diverge plus et nous obtenons :

$$\langle P_T^2 \rangle_{\text{QCD}} = \alpha_S(M^2) S f(\tau, \alpha_S(M^2))$$

où $f(\tau, \alpha_S(M^2))$ est une fonction des densités de quarks dont la dépendance en α_S traduit la violation d'échelle.

Ce résultat très important obtenu par Altarelli et al. [28] donne la relation entre $\langle P_T^2 \rangle$ et le carré de l'énergie S . Pour une valeur fixe de τ , cette dépendance est linéaire. Ceci a été observé dans les expériences p-noyau (Fig. V-5a) et π -noyau (V-5b).

Altarelli et al. [28] ont calculé la fonction $f(\tau, \alpha_S)$ en faisant plusieurs hypothèses pour la fonction de structure du gluon (Fig. V-6). Entre autres, il résulte de la variation de $f(\tau, \alpha_S(M^2))$ avec τ que la dépendance de $\langle P_T^2 \rangle$ en M^2 est presque plate pour les grandes valeurs de M^2 (figure V-7).

En conclusion, les corrections radiatives dans les processus de production de dileptons sont liées à :

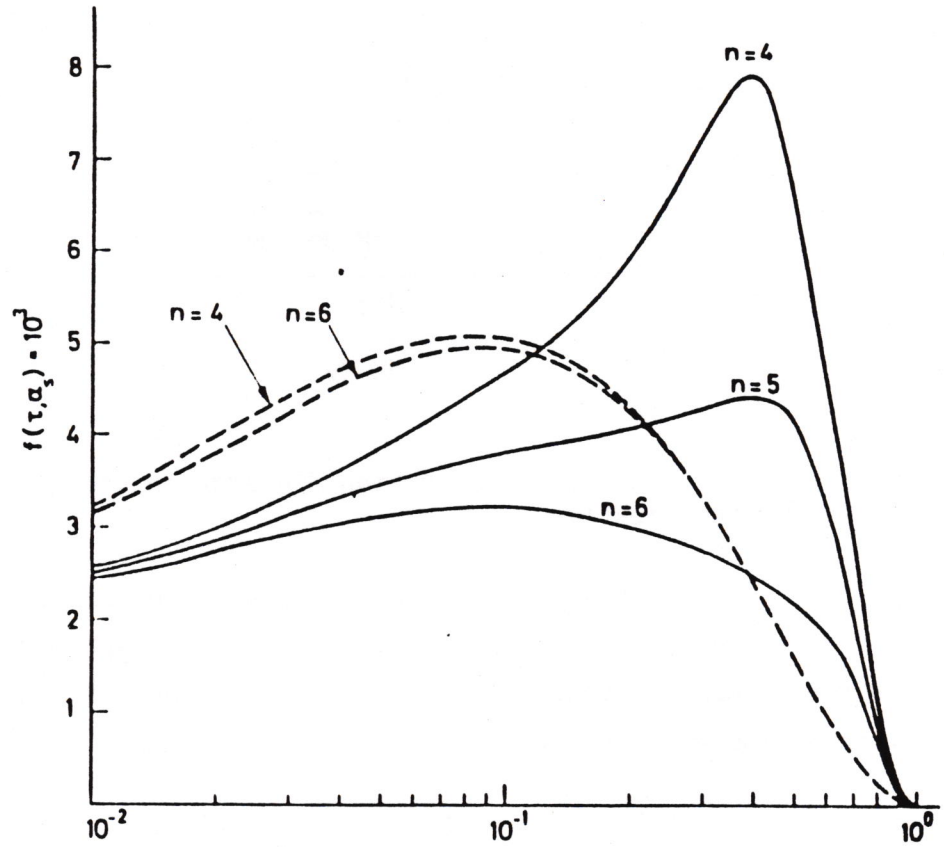


Figure V-6 : Fonction $f(\tau, \alpha_s)$ décrite dans le texte pour les collisions pp (en pointillé) et PN (en trait plein); n représente le paramètre de la fonction de structure du gluon : $g(x) \sim (1-x)^n$

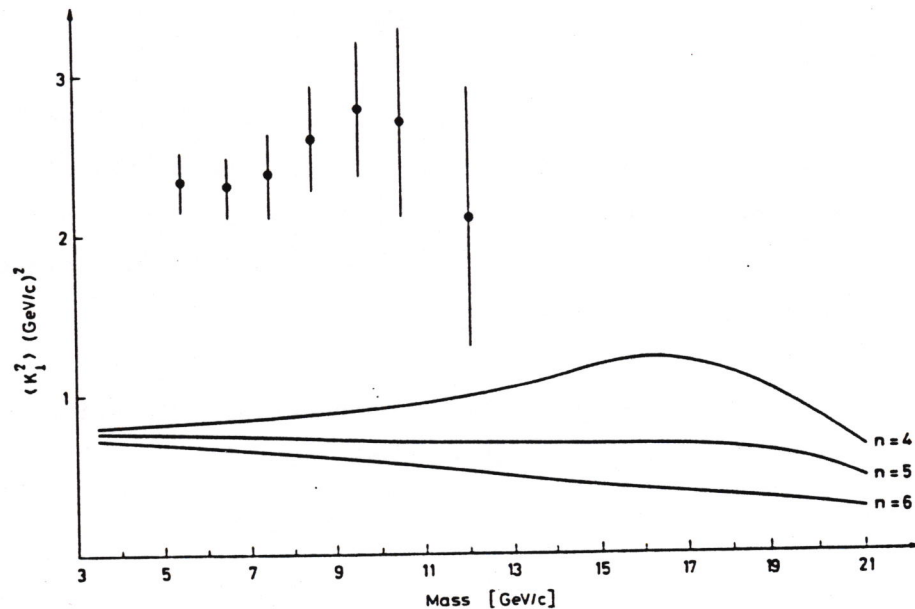


Figure V-7 : $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse des dimuons produits dans les collisions PN : comparaison entre les prédictions théoriques pour 3 hypothèses de la fonction de structure du gluon [28] et les résultats expérimentaux.

- la brisure d'échelle des fonctions de structure des quarks, de telle sorte que la formule de Drell-Yan reste valable après ces corrections là.

- l'apparition d'une composante transverse dans l'impulsion du photon virtuel.

5.2 LA CORRECTION DUE AUX GLUONS MOUS

Dans les théories non-abéliennes où les gluons n'ont pas de masse, il y a des singularités dans la région de l'espace de phase où l'impulsion des gluons émis est très petite et parallèle à l'impulsion du quark qui les a émis [30].

Ceci est représenté par des termes:

$$\frac{1}{P_T^2} \alpha_S^n \langle P_T^2 \rangle \ln^m \left(\frac{M^2}{P_T^2} \right) \quad (m \leq 2n-1)$$

qui deviennent très importants aux petites valeurs de P_T du dimuon. Alors, dans la théorie perturbative nous devons faire une resommation à tous les ordres. C'est le cas qui se présente avec l'émission des gluons mous.

Ce calcul a été proposé originalement par Dokshitzer, D'yakonov et Troyan [31] et plus tard développé par Parisi et Petronzio [32], Curci et al. [33], Collins et Soper [34].

Leurs calculs, dans l'approximation des logarithmes doubles, conduisent à une formule pour la section efficace différentielle où les fonctions de structure sont multipliées par un facteur de forme $T(M^2, P_T^2)$ à l'image du facteur de Sudakov en QED. C'est

la formule dite de DDT :

$$\frac{d^3\sigma}{dM dP_T^2 dy} \Big|_{y=0} = \frac{4\pi \alpha^2}{9 M^2 S} \frac{1}{P_T^2} \frac{\partial}{\partial \ln P_T^2} \left\{ T^2(M^2, P_T^2) \left[\sum_i e_i^2 q_i^{h1}(x_1, P_T^2) \bar{q}_i^{h2}(x_2, P_T^2) + (1 \longleftrightarrow 2) \right] \right\}$$

Tout se passe comme si le quark n'était plus ponctuel mais possédait un facteur de forme $T(M^2, P_T^2)$ contenant les $\ln(M^2/P_T^2)$:

$$T(M^2, P_T^2) = \exp \left[- \frac{\alpha_S}{2\pi} C_F \ln^2 \left(\frac{M^2}{P_T^2} \right) \right]$$

En QED les logarithmes doubles (correspondants à l'émission de photons mous) peuvent être facilement resommés par la technique Block-Nordsieck [35]. L'adaptation de cette technique en QCD [32, 33] n'est pas évidente car la variation de la constante de couplage peut modifier l'exponentiation des logarithmes doubles. La façon de contourner le problème est la considération de l'émission indépendante des gluons mous avec une probabilité proportionnelle à la constante de couplage mobile où l'impulsion transverse du gluon mou (q_T^2) a été pris comme échelle :

$$\alpha_S(q_T^2) = \frac{2\pi}{25 \ln \left(\frac{q_T^2}{\Lambda^2} \right)}$$

$$\frac{d\sigma}{dq_T^2} \propto \frac{4}{3\pi} \frac{\alpha_S(q_T^2) \ln(M^2/q_T^2)}{q_T^2} + O[\alpha_S^2(q_T^2)] + \text{terme d'ordre zéro}$$

où q_T est l'impulsion transverse du gluon mou.

Parisi et Petronzio [32] ont réalisé les calculs de la section efficace différentielle en utilisant sa transformée de Fourier dans l'espace du paramètre d'impact. Ceci a permis le traitement de tout le domaine en P_T en incluant $P_T = 0$.

5.3 CALCULS NUMERIQUES

Dans les distributions en impulsion transverse des paires de muons, nous avons à considérer 3 régions :

- la région des grands moments transverses, $P_T \approx M$, décrite par les résultats au premier ordre de QCD perturbatif;

- la région intermédiaire $\Lambda^2 \ll P_T^2 \ll M^2$ correspondant à l'émission des gluons mous; celle-ci est traitée par une resommation de la théorie à tous les ordres dans l'approximation des logarithmes doubles dominants;

- la région des très petites valeurs de $P_T \approx \Lambda$; celle-ci est sensible aux effets non-perturbatifs correspondant au moment transverse intrinsèque des quarks dans les hadrons. Ici, à défaut d'un calcul, on prend une distribution gaussienne [28, 32].

Dans ce paragraphe nous allons exposer deux approches numériques qui considèrent l'exponentiation des gluons mous : une concernant le calcul de la section efficace $d^3\sigma/dM^2 dP_T^2 dy$ est obtenue par le groupe de ROME [36]; l'autre aborde le calcul de $\langle P_T^2 \rangle$ élaboré par le groupe de NICE [38].

Du point de vue phénoménologique, Chiappetta et Greco [39] ont fait une tentative de description de la distribution en P_T en considérant ces 3 régions; de ce fait la valeur moyenne du P_T^2 est donnée par la somme de 3 termes.

$$\langle P_T^2 \rangle = \langle P_T^2 \rangle_{\text{hard}} + \langle P_T^2 \rangle_{\text{soft}} + \langle K_T^2 \rangle_{\text{int}}$$

où "hard", "soft" et "int" correspondent respectivement aux régions déjà citées, notamment, pour la partie "soft" :

$$\langle P_T^2 \rangle_{\text{soft}} = \frac{4}{3\pi} \int_0^{q_T^{\text{max}}} dq_T^2 \ln(M^2/q_T^2) \propto \langle q_T^2 \rangle$$

q_T^{max} étant la limite cinématique du moment transverse des gluons mous.

Cette séparation entre les termes soft et hard n'a pas de justification théorique. Dans les travaux qui suivent, un traitement global a été considéré.

5.3.1 Approche numérique du groupe de Rome

Nous présentons le calcul du groupe de Rome - Altarelli, Ellis, Greco et Martinelli [36]. Les auteurs ont calculé la section efficace différentielle $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM dy$ en considérant, d'une façon systématique, tous ces effets.

Ils présentent le résultat par une expression unique qui est valable dans la région $P_T \approx M$ et $P_T \ll M$, simultanément. En plus, l'intégrale de la section efficace différentielle reproduit les résultats [39,40] déjà connus pour la section efficace $d^2\sigma/dM dy$ calculée au premier ordre de la théorie perturbative.

Altarelli et al. ont fait le calcul au premier ordre en QCD. Dans cette approximation, la section efficace de production hadronique des paires de leptons s'écrit toujours comme une expression du type de Drell-Yan:

$$\frac{d^2\sigma}{P_T^2 dy} = \sum_{ij} \int dx_1 dx_2 f_i(x_1, M^2) f_j(x_2, M^2) \hat{\sigma}_{ij}$$

où $\hat{\sigma}_{ij}$ est la somme des sections efficaces différentielles correspondant aux processus élémentaires représentés par les diagrammes de la Fig. V-2. Dans le calcul des $\hat{\sigma}_{ij}$, la resommation des gluons mous (représentée par des termes qui deviennent importants quand $P_T \ll M$) est incluse. Celle-ci est effectuée dans l'approximation des logarithmes doubles dominants, mais l'exponentiation a été faite seulement pour les termes qui avaient une justification théorique.

Le résultat final est présenté sous la forme d'une somme de deux parties :

$$\frac{d^3\sigma}{dM^2 dP_T^2 dy} = N \left(\int \frac{d^2b}{4\pi} e^{-i\vec{P}_T \cdot \vec{b}} R(b^2, M^2, y) e^{F(b^2, M^2, y) + Y(P_T^2, M^2, y)} \right)$$

où $N = 4 \pi \alpha^2 / 9 M^2 S$

La première partie correspond aux termes de la section efficace qui contiennent les singularités à $P_T = 0$ (elles sont absorbées dans les fonctions de structure des quarks et gluons). L'exponentielle du facteur de forme traduit la resommation des gluons mous effectuée dans l'espace du paramètre d'impact b . La deuxième représente la partie finie de la section efficace quand $P_T \rightarrow 0$.

Passons à l'explication de ces parties :

$$\begin{aligned}
 R(b^2, Q^2, y) = H(x_1^0, x_2^0, p^2) & \left[1 + \frac{\alpha_S}{2\pi} \frac{4}{3} \left(-3 \ln \frac{A_1^2}{M^2} - \ln^2 \frac{A_1^2}{M^2} \right) \right] \\
 & + \frac{\alpha_S}{2\pi} \frac{4}{3} \left[\int_{x_1^0}^1 \frac{dz}{z} f_q(z) H(x_1^0/z, x_2^0, p^2) \right. \\
 & \quad \left. + \int_{x_2^0}^1 \frac{dz}{z} f_q(z) H(x_1^0, x_2^0/z, p^2) \right] \\
 & + \frac{\alpha_S}{2\pi} \frac{1}{2} \left[\int_{x_1^0}^1 \frac{dz}{z} f_g(z) K_2(x_1^0/z, x_2^0, p^2) \right. \\
 & \quad \left. + \int_{x_2^0}^1 \frac{dz}{z} f_g(z) K_1(x_1^0, x_2^0/z, p^2) \right]
 \end{aligned}$$

où x^0 et Z sont les fractions d'impulsion transportées par les quarks avant et après émission de gluons.

H , K_1 et K_2 sont le produit des fonctions de structure du quark et antiquark ou gluon quark évoluées à l'échelle $M^2 = p^2$.

$$\begin{aligned}
 H(x_1, x_2, M^2) &= \sum_f e_f^2 \left\{ q_f(x_1, M^2) \bar{q}_f(x_2, M^2) + (1 \longleftrightarrow 2) \right\}, \\
 K_1(x_1, x_2, M^2) &= \sum_f e_f^2 \left[q_f(x_1, M^2) + \bar{q}_1(x_1, M^2) \right] g(x_2, M^2), \\
 K_2(x_1, x_2, M^2) &= \sum_f e_f^2 \left[q_f(x_2, M^2) + \bar{q}_f(x_1, M^2) \right] g(x_1, M^2)
 \end{aligned}$$

Les densités de quark et gluon sont définies au-delà de l'approximation des logarithmes dominants.

$$q(x, M^2) = q_0(x) + \int_x^1 \frac{dz}{z} \frac{\alpha_S}{2\pi} C_F \left[\left(\ln \frac{M^2}{\mu^2} - \frac{1}{\epsilon} \right) P_{qq}(z) + c_q^{(2)}(z) \right] q_0(x/z) \\ + \int_x^1 \frac{dz}{z} \frac{\alpha_S}{2\pi} T_R \left[\left(\ln \frac{M^2}{\mu^2} - \frac{1}{\epsilon} \right) P_{qg}(z) + c_g^{(2)}(z) \right] g_0(x/z)$$

où $T_R = -1/2$

et

$$c_q^{(2)}(z) = \left\{ (1+z^2) \left(\frac{\ln(1-z)}{1-z} \right) - \frac{3}{2} \frac{1}{(1-z)_+} - \frac{1+z^2}{1-z} \ln z \right. \\ \left. + 3 + 2z - \left(\frac{9}{2} + \frac{1}{3} \pi^2 \right) \delta(1-z) \right\} \\ c_g^{(2)}(z) = \left\{ \left[z^2 + (1-z)^2 \right] \ln \frac{1-z}{z} + 6z(1-z) \right\}$$

l'échelle en p^2 est donnée par :

$$\ln p^2 = \left[\ln A_T^2 + \int_0^{A_T^2} \frac{d^2 q_T}{\pi} (e^{-i b \cdot q_T} - 1) \frac{1}{q_T^2} \right] \sim \ln \frac{b_0^2}{b^2},$$

où

$$b_0^2 = 4 e^{-2\gamma_E} \sim 1.261$$

A_T^2 est la limite cinématique pour le carré de l'impulsion transverse:

$$A_T^2 = \left[\frac{(S+M^2)^2}{4S \cosh^2 y} - M^2 \right]$$

et

$$\begin{aligned} f_q(z) &= \left\{ -\frac{3}{2} \frac{1}{(1-z)_+} - (1+z^2) \left(\frac{\ln(1-z)}{1-z} \right)_+ \right. \\ &\quad \left. + \frac{1+z^2}{1-z} \ln z - 2 - 3z + \left(\frac{1}{2} + \frac{5}{6} \pi^2 \right) \delta(1-z) \right\}, \\ f_g(z) &= \left\{ 1-6z (1-z) - \left[z^2 + (1-z)^2 \right] \ln \frac{1-z}{z} \right\}, \end{aligned}$$

les distributions "+" sont définies par la relation :

$$\int_0^1 dz \frac{f(z)}{(1-z)_+} = \int_0^1 dz \frac{f(z) - f(1)}{1-z}$$

Le facteur de forme F vaut :

$$F(b^2, M^2, y) = \int_0^{A_T^2} \frac{dk^2}{k^2} \frac{4\alpha_S(k^2)}{3\pi} [J_0(bk)-1] \left[(1 + D \alpha_S(k^2)) \ln \left(\frac{M^2}{k^2} \right) - \frac{3}{2} \right]$$

où $D \alpha_S(k^2)$ correspond aux termes resommés dans l'approximation au delà des logarithmes doubles [39,40]:

$$2\pi D = \left\langle \frac{67}{6} - \frac{\pi^2}{2} - \frac{5nf}{9} \right\rangle$$

La fonction Y se subdivise en deux parties concernant les diagrammes d'annihilation et Compton:

$$Y(P_T^2, M^2, y) = \frac{\alpha_S}{2\pi} \frac{4}{3} Y_q(P_T^2, M^2, y) + \frac{\alpha_S}{2\pi} \frac{1}{2} Y_g(P_T^2, M^2, y)$$

où

$$\begin{aligned} Y_q(P_T^2, M^2, y) = & -\frac{2}{S} \left[\int_{\sqrt{\tau_+}}^1 \frac{dx_1}{(x_1 - x_1^+)} \frac{H(x_1, x_2^*)}{x_1 x_2^*} + \int_{\sqrt{\tau_-}}^1 \frac{dx_2}{(x_2 - x_2^+)} \frac{H(x_1^*, x_2)}{x_1^* x_2} \right] \\ & + \frac{1}{P_T^2} \left\{ \int_{\sqrt{\tau_+}}^1 \frac{dx_1}{(x_1 - x_1^+)} \left[H(x_1, x_2^*) \left(1 + \left(\frac{\tau}{x_1 x_2^*} \right)^2 \right) - 2H(x_1^0, x_2^0) \right] \right. \\ & - \int_{x_1^0}^1 \frac{dx_1}{(x_1 - x_1^0)} \left[H(x_1, x_2^0) \left(1 + \left(\frac{x_1^0}{x_1} \right)^2 \right) - 2H(x_1^0, x_2^0) \right] \\ & + \int_{\sqrt{\tau_+}}^1 \frac{dx_2}{(x_2 - x_2^+)} \left[H(x_1^*, x_2) \left(1 + \left(\frac{\tau}{x_1^* x_2} \right)^2 \right) - 2H(x_1^0, x_2^0) \right] \\ & - \int_{x_2^0}^1 \frac{dx_2}{(x_2 - x_2^0)} \left[H(x_1^0, x_2) \left(1 + \left(\frac{x_2^0}{x_2} \right)^2 \right) - 2H(x_1^0, x_2^0) \right] \\ & \left. + 2H(x_1^0, x_2^0) \ln \frac{(1 - x_1^+)(1 - x_2^+)}{(1 - x_1^0)(1 - x_2^0)} \right\}, \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned}
 Y_g(P_T^2, M^2, y) = & \left\{ \frac{1}{P_T^2} \int_{\sqrt{\tau_+}}^1 \frac{dx_1}{e^y (x_1 - x_1^+)} K_1(x_1, x_2^*) \left[\frac{x_2^* x_1^+ - \tau}{x_1 x_2^*} - \frac{2\tau (x_2^* x_1^+ - \tau)^2}{(x_1 x_2^*)^3} \right] \right. \\
 & + \frac{1}{P_T^2} \int_{\sqrt{\tau_+}}^1 \frac{dx_2}{e^{-y} (x_2 - x_2^+)} K_1(x_1^*, x_2) \left[\frac{x_2 x_1^+ - \tau}{x_1^* x_2} - \frac{2\tau (x_2 x_1^+ - \tau)^2}{(x_1^* x_2)^3} \right] \\
 & - \frac{1}{P_T^2} \int_{x_2^0}^1 \frac{dx_2}{x_2} K_1(x_1^0, x_2) \left[1 - 2 \frac{x_2^0}{x_2} \left(1 - \frac{x_2^0}{x_2} \right) \right] \\
 & + \frac{1}{S} \left[\int_{\sqrt{\tau_+}}^1 \frac{dx_1}{e^y (x_1 - x_1^+)} K_1(x_1, x_2^*) \frac{x_1 x_2^+ - \tau}{(x_1 x_2^*)^2} \right. \\
 & \left. + \int_{\sqrt{\tau_+}}^1 \frac{dx_2}{e^{-y} (x_2 - x_2^+)} K_1(x_1^*, x_2) \frac{x_1^* x_2^+ - \tau}{(x_1^* x_2)^2} \right] + (1 \leftrightarrow 2) \Bigg\}.
 \end{aligned}$$

avec la définition des variables donnée par les relations suivantes:

$$x_1^0 = \sqrt{\tau} e^y ; \quad x_2^0 = \sqrt{\tau} e^{-y}$$

$$x_1^+ = \frac{(M^2 - U)}{S}$$

$$x_2^+ = \frac{(M^2 - T)}{S}$$

$$x_1^* = \frac{x_2 x_1^+ - \tau}{x_2 - x_2^+}$$

$$x_2^* = \frac{x_1 x_2^+ - \tau}{x_1 - x_1^+}$$

$$\sqrt{\tau_{\pm}} = \sqrt{P_T^2/S} \pm (\tau + P_T^2/S)^{1/2}$$

Bien que la théorie ne définisse sans équivoque le Q^2 du processus dur, la constante de couplage mobile α_S et les densités de quarks ont ici pour échelle $Q^2 = M^2$. La définition de la constante de couplage dépend du seuil de production des quarks charme et beauté:

$$\alpha_S(M^2) = \left[\beta_0^{(3)} \ln \frac{M^2 + \alpha\Lambda^2}{\Lambda^2} \right]^{-1}, \quad 0 \leq M^2 \leq 4m_c^2,$$

$$\alpha_S(M^2) = \left[\frac{1}{\alpha_S(4m_c^2)} + \beta_0^{(4)} \ln \frac{M^2}{4m_c^2} \right], \quad 4m_c^2 \leq M^2 \leq 4m_b^2,$$

$$\alpha_S(M^2) = \left[\frac{1}{\alpha_S(4m_b^2)} + \beta_0^{(5)} \ln \frac{M^2}{4m_b^2} \right], \quad 4m_b^2 \leq M^2$$

où

$$\beta_0^{(n_f)} = \frac{33 - 2n_f}{12\pi}$$

On remarque que cette constante de couplage est "congelée". Ceci signifie que l'introduction d'un "cut-off" ($\alpha\Lambda^2$) permet la possibilité l'intégration numérique dans tout le domaine de l'espace b, y compris dans les régions correspondant aux petites valeurs de l'impulsion.

La première comparaison [41] de ces prédictions a été réalisée avec succès pour les résultats de l'expérience effectuée aux ISR à l'énergie du centre de masse de 62 GeV [42]. Un exemple en est montré dans la figure (V-8) où on présente deux calculs théoriques de la section efficace $d\sigma/dP_T^2$ correspondant à deux valeurs de Λ_{QCD} et en utilisant des fonctions de structure paramétrisées par Duke et Owens [43].

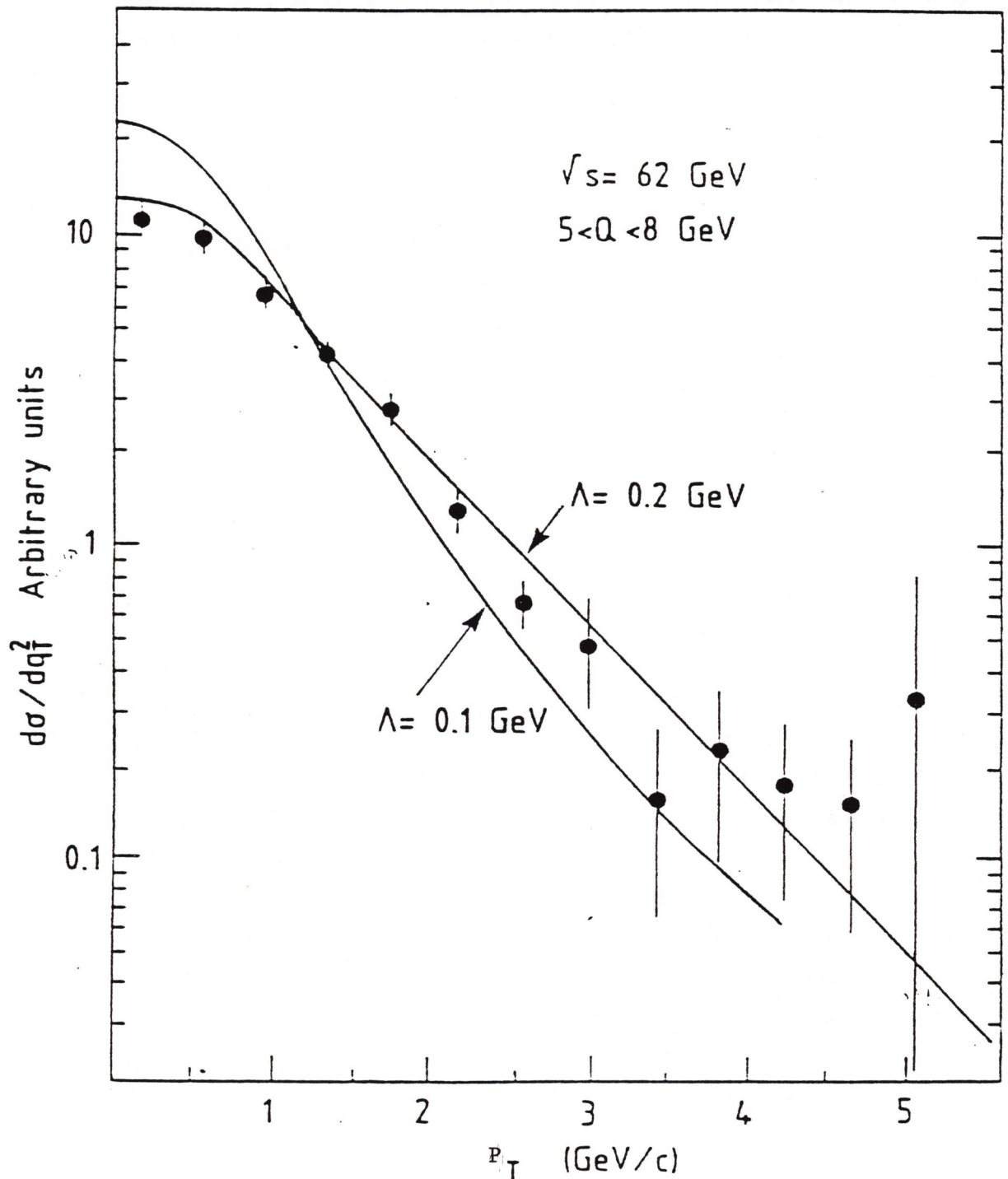


Figure V-8 : Comparaison entre les résultats expérimentaux de la distribution en p_T des paires de leptons produits aux ISR [2] et les prédictions théoriques du groupe de Rome [36] obtenues avec les fonctions de structure DO [43] et pour deux valeurs de $\Lambda_{\text{QCD}} = 0.1$ et 0.2 GeV .

Les deux courbes sont normalisées à la même surface et il n'y a pas de K_T intrinsèque.

5.3.2. Approche numérique du groupe de Nice

Nous présentons maintenant le calcul effectué par le groupe de Nice - Gabellini et Meunier - sur la valeur moyenne du P_T^2 des dimuons [38]. Pour y arriver on a besoin de la section efficace $d^2\sigma/dM^2dy$. Celle-ci est donnée dans l'approximation SG2 qui considère l'émission des gluons mous [37].

5.3.2.1. Rappel de la section efficace $d^2\sigma/dM^2dy$ au premier ordre NLLA

Au lieu de faire l'exponentiation des gluons mous seulement dans l'espace des impulsions transverses, nous pouvons l'étendre à tout l'espace (t_1, t_2) (où t_1 et t_2 représentent les fractions d'impulsion

Ceci a été effectué par Chiappetta et al. pour la section efficace $d^2\sigma/dM^2dy$ [37]. En effet, considérant la section efficace $d^2\sigma/dM^2dy$ évaluée au premier ordre en α_s [4,5], nous remarquons la présence de deux termes correspondant aux graphes d'annihilation et Compton:

$$\frac{d^2\sigma}{dM^2dy} = \int_{x_1}^1 dt_1 \int_{x_2}^1 dt_2 \left\{ Q^A(t_1, t_2, M^2) \delta^A(z_1, z_2) + \left[Q^C(t_1, t_2, M^2) \times \delta^C(z_1, z_2) + 1 \leftrightarrow 2 \right] \right\} \\ \dots \times \delta(x_1 - t_1 z_1) \delta(x_2 - t_2 z_2)$$

où

x_i est la fraction du moment des quarks et antiquarks juste avant leur annihilation

t_i est la fraction du moment initial

$z_i = x_i/t_i$

Le premier terme de la section efficace correspond aux diagrammes d'annihilation et le second aux Compton, et $\hat{\sigma}^A$ et $\hat{\sigma}^C$ sont les sections efficaces partoniques:

où

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}^A(z_1, z_2) = & \frac{4\pi \alpha^2 e_q^2}{9M^2 S} \left\{ \delta(1-z_1) \delta(1-z_2) \left[1 + \frac{\alpha_S(M^2) C_F}{2\pi} \left(\pi^2 + \frac{2}{3} \pi^2 + 1 \right) \right] \right. \\ & + \delta(1-z_1) \frac{\alpha_S(M^2) C_F}{2\pi} \left(\frac{1+z_2^2}{1-z_2} \ln \frac{2z_2}{1+z_2} + \frac{3}{2(1-z_2)} - 2 - 3z_2 \right) + (1 \leftrightarrow 2) \\ & \left. + \frac{\alpha_S(M^2) C_F}{\pi} (1+z_1 z_2) \left(\frac{1+z_1^2 z_2^2}{(1+z_1)(1+z_2)[(1-z_1)(1-z_2)]_{++}} - \frac{2z_1 z_2}{(z_1+z_2)^2} \right) \right\} \\ \hat{\sigma}^C(z_1, z_2) = & \frac{4\pi \alpha^2 e_q^2}{9 M^2 S} \left\{ \delta(1-z_1) \frac{\alpha_S(M^2)}{2\pi} \left[\frac{z^2 + (1-z_1)^2}{2} \ln \frac{2z_1(1-z_2)}{z_2(1-z_1)} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{2} - 3(1-z_1) \right] \right. \\ & \left. + \frac{\alpha_S(M^2)}{2\pi} \frac{z_2(1+z_1 z_2)}{z_1+z_2} \left[\frac{z_1^2 z_2^2 + (1-z_1 z_2)^2}{(1)[z_2-z_2]_+} + z_1^2 (1+z_2)^2 \right] \right\} \end{aligned}$$

$$C_F = \frac{4}{3}$$

$$Q^A = \langle t_1, t_2, M^2 \rangle = q_1 \langle t_1, M^2 \rangle \bar{q}_2 \langle t_2, M^2 \rangle + \bar{q}_1 \langle t_1, M^2 \rangle q_2 \langle t_2, M^2 \rangle$$

$$Q^C = \langle t_1, t_2, M^2 \rangle = g_1 \langle t_1, M^2 \rangle [q_2 \langle t_2, M^2 \rangle + \bar{q}_2 \langle t_2, M^2 \rangle]$$

5.3.2.2. Section efficace $d^2\sigma/dM^2 dy$ dans l'approximation SG2

Dans la section efficace partonique due au graphe d'annihilation $\hat{\sigma}^A(z_1, z_2)$ il y a deux termes importants :

a) $\alpha_S C_F \pi^2/2\pi$ qui correspond à la continuation analytique du facteur de forme du genre espace au genre temps.

b) le terme en $1/[(1-z_1)(1-z_2)]_{++}$ qui présente des singularités infrarouges.

Les autres termes ne représentent que 10% de la section efficace totale. Les auteurs, P. Chiappetta, T. Grandou, H. le Bellac et J.L. Meunier ont proposé l'exponentiation de ces deux termes à tous les ordres [38] et la section efficace partonique s'écrit dans leur schéma dit SG2 par l'expression suivante:

$$\begin{aligned} \Delta A(z_1, z_2) = & \{ \delta(1-z_1) \delta(1-z_2) \langle 1 + \Delta I^{(0)} \rangle + \delta(1-z_1) \Delta I_+^{(*)}(z_2, M^2, M_2^2) \\ & + \delta(1-z_2) \Delta I_+^{(1)}(M^2, M_1^2) + F_{++}(z_1, z_2) \} \exp \left(\frac{\alpha_S(M^2)}{2\pi} C_F \pi^2 \right) \\ & + \frac{\alpha_S(M^2) C_F}{\pi} \left\{ \delta(1-z_1) \delta(1-z_2) \left(-\frac{1}{3} \pi^2 - \frac{5}{4} \right) \right. \\ & \left. + \left[\delta(1-z_1) \frac{1+z_2^2}{1-z_2} \ln \frac{2z_2}{1+z_2} + (1 \leftrightarrow 2) \right] \right\} , \end{aligned}$$

où

$$\begin{aligned} \Delta I^{(0)} = & \int dz_1 dz_2 \theta(\mu^2 - Q_0^2) F(z_1, z_2) - \int dz_1 dz_2 \theta(\bar{\mu}^2 - Q_0^2) \bar{F}(z_1, z_2) \\ \Delta I^{(1)}(z_1, M^2, Q_0^2) = & \int dz_2 \theta(\mu^2 - Q_0^2) F(z_1, z_2) \\ & - \int dz_2 \theta(\bar{\mu}^2 - Q_0^2) \bar{F}(z_1, z_2) \end{aligned}$$

et

$$F(z_1, z_2) = \frac{C_F}{\pi} \frac{\alpha_S(\mu^2)}{(1-z_1)(1-z_2)} \varphi(z_1, z_2) \theta(\mu^2 - Q_0^2),$$

$$\varphi(z_1, z_2) = \frac{(1+z_1 z_2)(1+z_1^2 z_2^2)}{(1+z_1)(1+z_2)} - \frac{2z_1 z_2 (1-z_1)(1-z_2)(1+z_1 z_2)}{(z_1+z_2)^2},$$

$$\bar{F}(x, z) = C_F \frac{\alpha_S(\bar{\mu}^2)}{2\pi} \left\{ \frac{1+x^2 z^2}{(1-x)(1-z)} + (1-x)(1-z) + 4xz \right\}.$$

dans la définition de α_S , les effets des gluons mous sont aussi incorporés par une renormalisation de masse.

$$\mu^2 = \frac{M^2 (1-z_1)(1-z_2)}{z_1 z_2}$$

$$\bar{\mu}^2 = \frac{M^2 (1-x)(1-z)}{x}$$

où M_1 et M_2 sont les masses factorisées :

$$M_1^2 = M^2 (1-x_2)$$

$$M_2^2 = M^2$$

et Q_0^2 est un cut-off infrarouge qui doit être absorbé dans les fonctions de structure des quarks.

5.3.2.3. Calcul de $\langle P_T^2 \rangle$ dans les approximations NLLA et SG2

Du fait que la section efficace $d\sigma/P_T^2$ diverge en $1/P_T^2$, le calcul du deuxième moment ne présente plus de divergence. Dans l'approximation NLLA il faut considérer les deux contributions des diagrammes d'annihilation et Compton:

$$\langle P_T^2 \rangle = \langle P_T^2 \rangle^A + \langle P_T^2 \rangle^C$$

avec

$$\langle P_T^2 \rangle^A = \frac{1}{\sigma} \iint \frac{dz_1}{z_1} \frac{dz_2}{z_2} P_T^2(z_1, z_2) Q^A\left(\frac{x_1}{z_1}, \frac{x_2}{z_2}, M^2\right) G^A(z_1, z_2)$$

$$\langle P_T^2 \rangle^C = \frac{1}{\sigma} \iint \frac{dz_1}{z_2} \frac{dz_2}{z_2} P_T^2(z_1, z_2) \left[Q^C\left(\frac{x_1}{z_1}, \frac{x_2}{z_2}, M^2\right) G^C(z_1, z_2) + (1 \leftrightarrow 2) \right]$$

où

$$G^A(z_1, z_2) = (1+z_1 z_2) \left[\frac{1+z_1^2 z_2^2}{(1+z_1)(1+z_2)[(1-z_1)(1-z_2)]} - \frac{z_1 z_2}{(z_1+z_2)^2} \right]$$

$$G^C(z_1, z_2) = \frac{z_2(1+z_1 z_2)}{z_1+z_2} \left[\frac{z_1^2 z_2^2 + (1-z_1 z_2)^2}{(1+z_2)(1-z_2)} + z_1^2 (1+z_2)^2 \right]$$

$$P_T^2(z_1, z_2) = \frac{M^2 (1-z_1^2)(1-z_2^2)}{(z_1 + z_2)^2}$$

La figure V-9 montre la contribution des deux termes pour des collisions pion-proton à $S = 563 \text{ GeV}^2$ où le terme d'annihilation est prédominant.

En utilisant l'approche qui inclut la resommation des gluons mous, le $\langle P_T^2 \rangle$ est défini par l'expression:

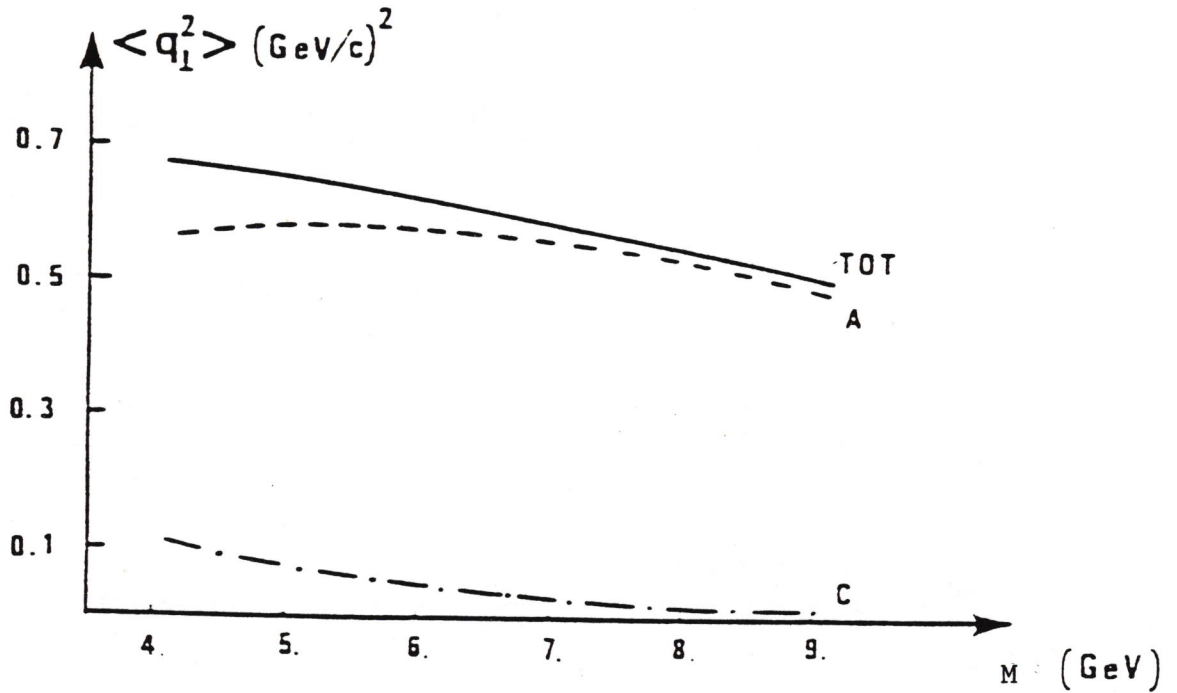


Figure V-9 : $\langle p_T^2 \rangle$ en fonction de la masse du dimuon calculée dans l'approximation au premier ordre en QCD avec des fonctions de structure évoluées [5]

- contribution des graphes d'annihilation
- .-.-.- contribution des graphes Compton
- contribution totale.

$$\begin{aligned} \langle P_T^2 \rangle = & \frac{1}{Q(x_1, x_2)} \iint \frac{dz_1}{z_1} \frac{dz_2}{z_2} Q\left(\frac{x_1}{z_1}, \frac{x_2}{z_2}, M^2\right) \dots \\ & \times \varphi(z_1, z_2) \frac{C_F}{2\pi} \frac{\alpha_S \langle P_T^2 \rangle}{(1-z_1)(1-z_2)} P_T^2(z_1, z_2) \end{aligned}$$

Il faut remarquer qu'ici l'échelle de α_S est $P_T^2(z_1, z_2)$ définie ci-dessus et que la constante de couplage α_S soit "congelée" (introduction d'un cut-off". Le calcul du $\langle P_T^2 \rangle$ dans le schéma des gluons mous fait apparaître des termes égaux dans le numérateur et le dénominateur impliquant que la normalisation soit donnée par la section efficace prise à l'ordre zéro ($\propto Q(x_1, x_2)$).

D'autre part, si la section efficace $d^2\sigma/dM^2 dy$ n'est pas très sensible au cut-off Q_0^2 , le $\langle P_T^2 \rangle$ l'est bien. De plus il dépend de l'incertitude théorique du Λ_{QCD} et de la définition des fonctions de structure. Dans la figure V-10 nous pouvons observer les distributions $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse à $y=0$ en considérant différents jeux des paramètres suivants:

- a) Λ_{QCD}
- b) échelle de α_S
- c) cut-off dans la constante de couplage
- d) K_T intrinsèque
- e) fonction de structure

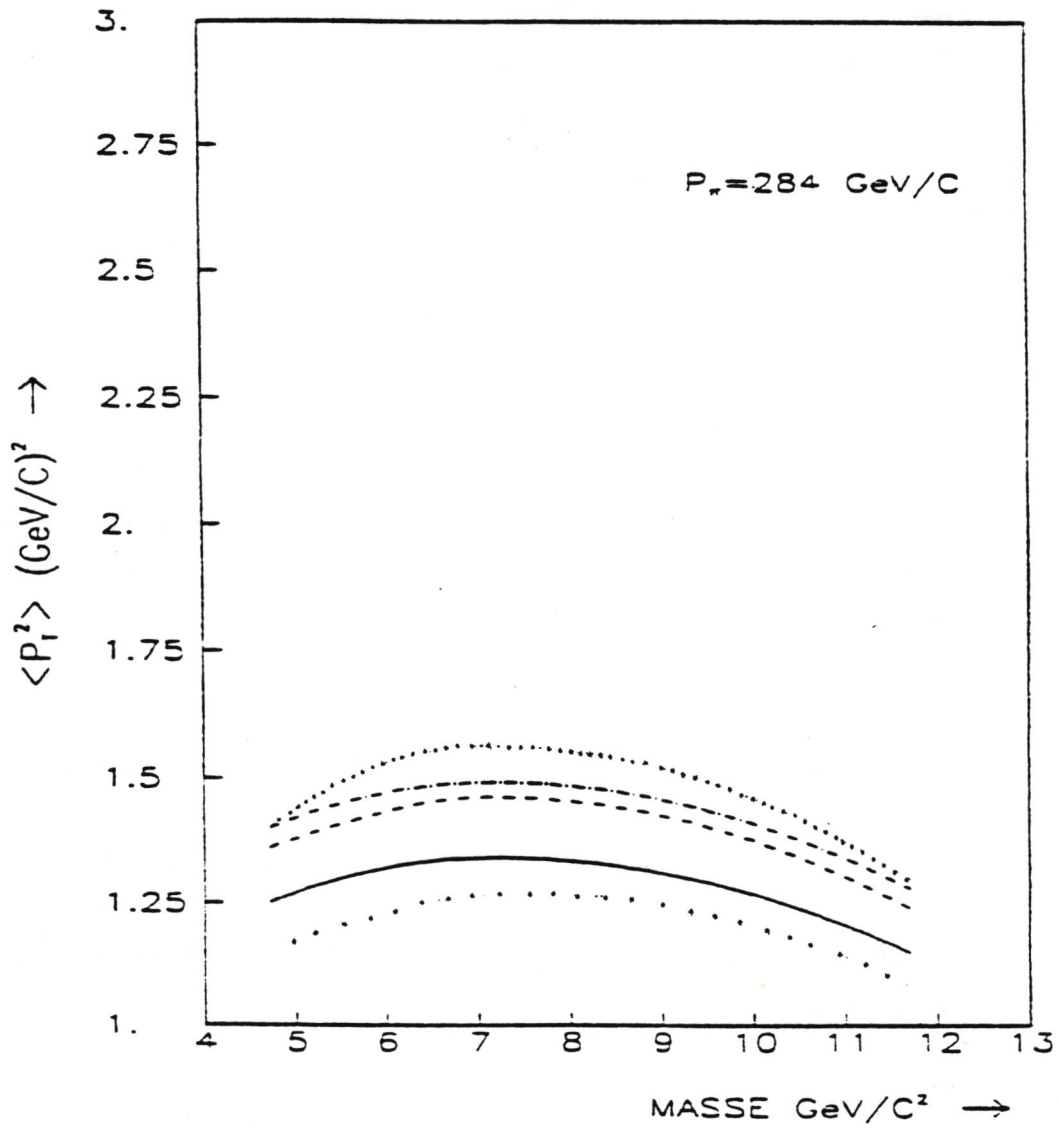


Figure V-10 : Prédictions théoriques du groupe de Nice pour la composante dure de la valeur moyenne du P_T^2 en fonction de la masse avec les ingrédients suivants :

	Fonction de structure	Λ^2 (GeV ²)	cut	échelle de α_s
—	Nice	0.06	$4\Lambda^2$	M^2
- - -	Nice	0.09	$2\Lambda^2$	M^2
- · - · -	Nice	0.06	$2\Lambda^2$	M^2
. . .	Nice	0.06	$4\Lambda^2$	P_T^2
.....	NA10	0.06	$4\Lambda^2$	M^2

5.4 CORRECTIONS D'ORDRE SUPERIEUR

Les corrections de premier ordre sont d'une grande importance car elles représentent plus de 80% de la valeur de la correction à la section efficace donnée par Drell-Yan. Ceci pose la question de la non convergence rapide de la série en puissance de α_s , ce qui veut dire que la valeur de la section efficace calculée au premier ordre n'a peut-être pas de signification, puisqu'elle risque d'être sensiblement modifiée par les calculs aux ordres supérieurs.

A l'heure actuelle, nous ne pouvons pas répondre à cette question puisqu'un calcul complet aux ordres supérieurs n'est pas disponible.

En tout cas, il existe déjà une évaluation de la section efficace différentielle au deuxième ordre pour le cas non-singlet, c'est-à-dire, pour les sous-processus où il n'y a pas intervention des gluons initiaux (voir Fig. V-11) [44] :

- a) $q\bar{q} \rightarrow g + g + \mu^+\mu^-$
- b) $q\bar{q} \rightarrow q + \bar{q} + \mu^+\mu^-$
- c) $qq \rightarrow q + q + \mu^+\mu^-$

et encore les processus avec des corrections virtuelles.

Les auteurs de cette évaluation ont exprimé leur résultat en termes d'un "facteur" $K(P_T)$ représentant la correction à l'ordre $Q(\alpha_s^2)$ relativement à celle d'ordre $Q(\alpha_s)$:

$$K(P_T) = \frac{\left[\frac{1}{P_T} \frac{d^2\sigma}{dM dP_T} \right]_{O(\alpha_s^2)} + O(\alpha_s)}{\left[\frac{1}{P_T} \frac{d^2\sigma}{dM dP_T} \right]_{O(\alpha_s)}}$$

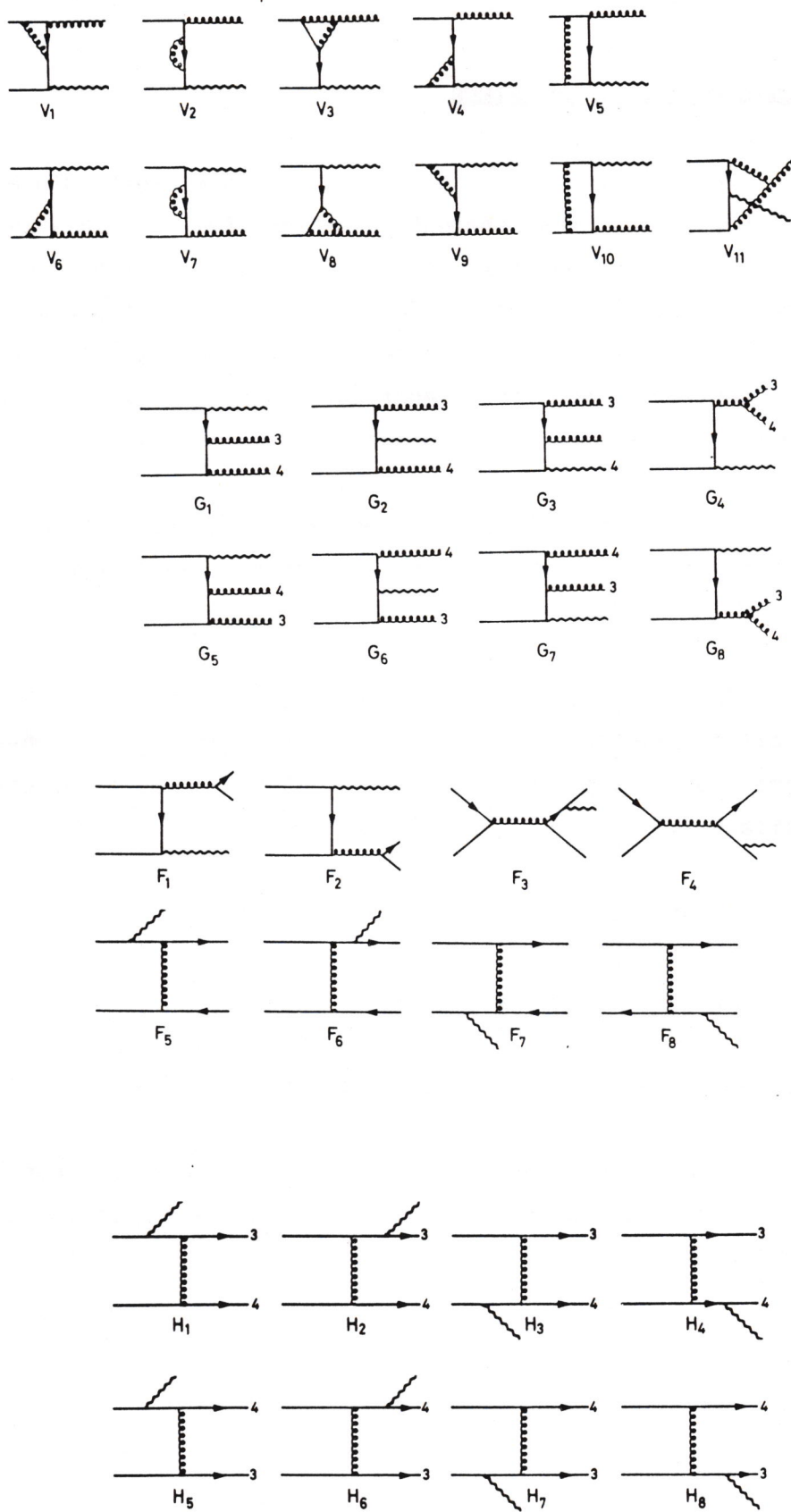


Figure V-11 : Diagrammes de deuxième ordre en α_s correspondant aux processus:

- a) $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g$, l'ordre 2 est obtenu par interférence avec les diagrammes de la figure V-2(c-f)
- b) $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g + g$
- c) $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + q + \bar{q}$
- d) $q + q \rightarrow \gamma + q + q$

Dans la figure V-12 nous représentons cette fonction $\langle K(P_T) \rangle$ qui est assez importante : l'insertion des corrections de deuxième ordre fait augmenter la section efficace d'un facteur 2 environ, pour des paires de muons de $5.5 \text{ GeV}/c^2$ de masse créées à l'énergie dans le centre de masse de 19.4 GeV . Ce résultat est trop grand, mais il ne faut pas oublier que les sous-processus où interviennent des gluons initiaux peuvent introduire des corrections négatives.

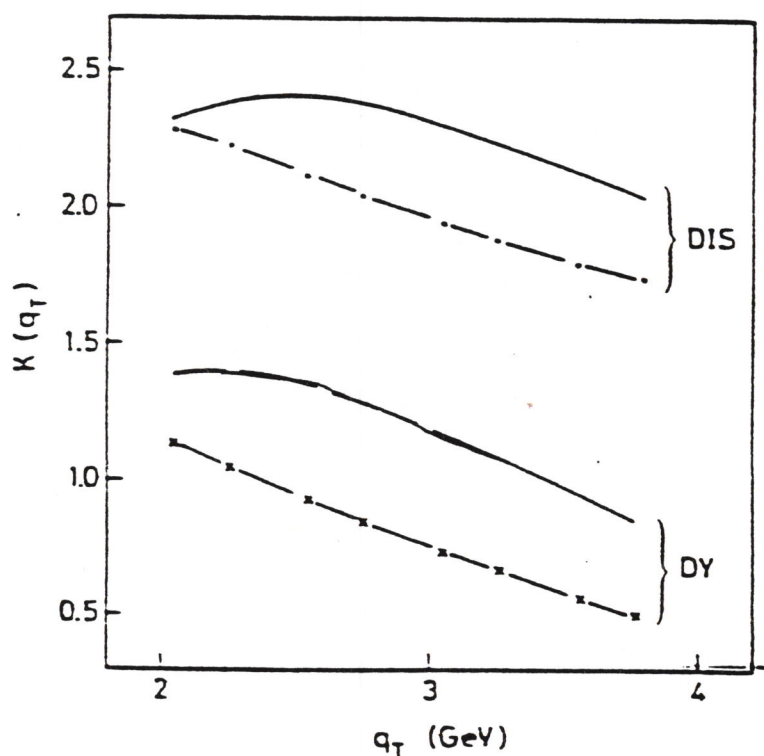


Figure V-12 : Fonction $K(P_T)$ définie dans le texte versus P_T .

$$\begin{array}{l}
 \text{—} < K_T^2 >_{\text{int}} = 1 \text{ GeV}^2/c^2 \\
 \text{---} < K_T^2 >_{\text{int}} = 0 \\
 \text{---} < K_T^2 >_{\text{int}} = 1 \text{ GeV}^2/c^2
 \end{array}$$

