

JETS, QUARKS, GLUONS
DANS LES REACTIONS HADRONIQUES A PETIT P_T

R. PESCHANSKI

Service de Physique Théorique
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

1. JETS - La Physique hadronique à petit P_T et les jets.
2. QUARKS - Les Mécanismes de Quarks pour les réactions à petit P_T .
3. GLUONS - Le Rôle des gluons et le lien avec la théorie QCD.

INTRODUCTION : *Pourquoi étudier les réactions à petit P_T ?*

On sait que les événements les plus fréquents obtenus dans une réaction hadron-hadron correspondent à des particules émises avec une faible impulsion transverse par rapport à la direction incidente. On connaît aussi la richesse et la diversité des résultats expérimentaux obtenus depuis l'ouverture des grands accélérateurs à protons : on peut faire varier les nombres quantiques des particules incidentes, les conditions de détection des états finaux, l'énergie incidente ou l'impulsion transférée etc... dans des limites très larges.

Cependant, les physiciens ont l'impression que l'interprétation de ces résultats n'est pas simple, qu'ils ne donnent pas d'information précise sur la structure et la dynamique des particules. En fait, l'existence maintenant assurée de constituants ponctuels des hadrons - quarks et gluons - et les caractéristiques de leurs interactions régies par la chromodynamique quantique (Q.C.D.) suggèrent que les réacteurs à petit P_T sont effectivement des processus complexes.

Considérons les deux hadrons incidents dans le référentiel de leur centre de masse, à haute énergie. Nous savons, depuis le modèle de partons, que lorsqu'un hadron est animé d'une grande énergie dans un repère donné (à la limite : repère de moment infini), il peut être considéré comme un état formé de nombreux constituants libres, les partons, dont la distribution d'impulsion et la nature peuvent être étudiées au moyen de l'interaction avec des leptons. Donc, dans le référentiel choisi pour la réaction hadron-hadron, il faut adopter l'image de deux distributions de partons libres se précipitant l'une vers l'autre et interagissant

entre eux (Fig. 1).

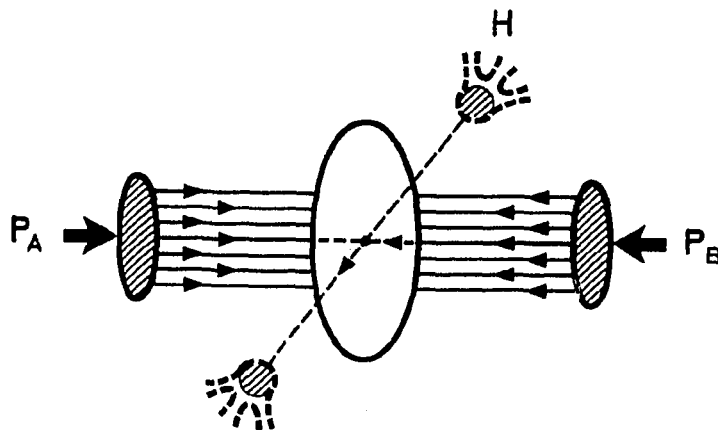


Fig. 1

Collisions hadron-hadron { événement à grand P_T
événements à petit P_T

Parmi les événements produits dans une telle collision, ceux qui contiennent des particules produites à grand transfert sont relativement aisés à interpréter. Il s'agit, de manière analogue à l'expérience fameuse de Rutherford avec les noyaux, de collisions "frontales" entre deux partons donnant lieu à une forte déviation par rapport à la direction incidente (fig. 1). Par contre, les nombreux événements à petite impulsion transverse résultent d'interactions difficiles à isoler pouvant mettre en jeu de nombreux partons, à la suite de quoi se passe un phénomène non moins obscur de transformation des partons en hadrons ou "hadronisation".

Au niveau de la théorie aussi, le problème est compliqué et n'a pas encore de solution satisfaisante dans le cadre de Q.C.D.. Contrairement aux réactions ponctuelles ou "dures" (interactions quark-courant ou quark-quark), les réactions à petit P_T sont des réactions "molles" correspondant à un grand nombre de graphes de Feynman de la théorie. Nous sommes, comme pour le Problème de Confinement des quarks, dans le domaine des comportements non-perturbatifs de la théorie des champs. En particulier, la limitation des transferts d'impulsion empêche de pouvoir utiliser la propriété de liberté asymptotique de Q.C.D. et donc le calcul en perturbation avec la constante de couplage effective α_s . Et cependant il est tentant de retourner la question. Si l'on trouve une explication simple et satisfaisante aux réactions à petit P_T , on aura peut-être aussi avancé sur le problème du confinement des quarks et des gluons, qui reste à beaucoup

d'égards le problème-clé de la physique des hadrons. Tout au moins, cela permettra de rechercher les implications fondamentales des réactions hadroniques que l'on néglige actuellement peut-être à tort. Nous allons dans ce cours explorer certaines des voies qui sont actuellement proposées dans ce domaine.

Sans pouvoir faute de place traiter de toutes les approches, nous nous limiterons à un choix peut-être subjectif, laissant aux références la possibilité d'offrir un panorama plus complet.

Le plan du cours est le suivant :

- La physique des hadrons à petit P_T et les jets

Comme nous allons voir, on peut parler de jets pour les réactions à petit P_T et vérifier empiriquement l'hypothèse que ces jets soient dus aux quarks de valence des hadrons incidents.

- Les mécanismes de quarks pour les réactions à petit P_T

La présence de jets de quarks de valence dans les états finaux hadroniques obtenus à petit P_T étant admise, nous étudierons les mécanismes proposés pour l'expliquer et la liaison possible avec les modèles "classiques" de la physique hadronique fondés sur les poles de Regge et la Dualité

- Le rôle des gluons et le lien avec Q.C.D.

La question se pose naturellement de l'existence et du rôle des gluons dans les réactions à petit P_T . Cette étude conduit à des considérations phénoménologiques (jets de gluons) ou théoriques (confinement) stimulantes pour les problèmes actuellement ouverts.

1. LES JETS DANS LES REACTIONS HADRONIQUES A PETIT P_T

La notion de jet est loin d'être étrangère à la physique hadronique à petit P_T . En effet un jet de particules peut se caractériser d'abord par l'existence d'un axe privilégié par rapport auquel les particules ont un faible moment transverse. C'est le cas de la direction définie par les particules incidentes pour les réactions à petit P_T . Ce qui paraît n'être qu'une constatation d'évidence est en fait un fait important dans la physique hadronique : *Les nombreux événements observés à petit P_T peuvent s'interpréter comme la production de jets de particules dans la direction incidente.* Dans les réactions étudiées précédemment ($e^+e^- \rightarrow$ hadrons, lepton-hadron, grand P_T etc...) on a attribué avec succès l'existence de jets à la production de partons isolés (quarks ou gluons) par des interactions "dures". Bien qu'a priori les états observés à petit P_T puissent avoir une toute autre origine il est naturel de se poser la question de les comparer aux jets de partons. En fait, de nombreuses observations ont montré qu'il y avait une très grande similarité entre les différents états finaux, établissant une

sorte d'universalité⁽¹⁾. Plus précisément nous allons montrer que les jets hadroniques peuvent être raisonnablement interprétés comme des jets de quarks. [Pour la clarté de la discussion, nous appelons jet hadronique les états finaux des réactions hadroniques à petit P_T que nous allons comparer aux jets de quarks étudiés dans les réactions "dures"].

i) $e^+e^- \rightarrow H+X$

Une analyse des distributions en impulsion transverse d'un jet peut être effectuée dans la réaction $e^+e^- \rightarrow H+X$, à partir de la détermination expérimentale de l'axe du jet⁽²⁾ (correspondant à un quark de la paire produite dans la réaction initiale $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$). La figure 2a) montre la comparaison entre cette distribution et la section efficace $\frac{d\sigma}{dP_T^2}$ dans les réactions $pp \rightarrow \pi^\pm$ (3).

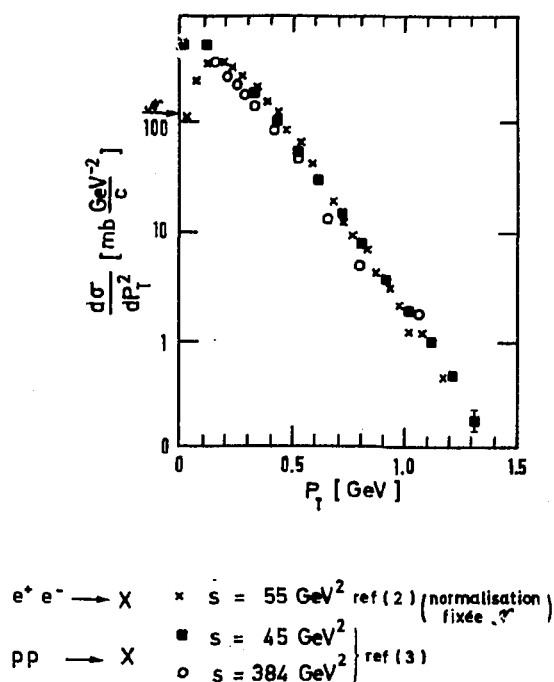


Fig. 2a
Distribution $\frac{d\sigma}{dP_T^2}$

La similarité est frappante entre le jet hadronique et le jet de quark - l'existence d'un "plateau" en rapidité dans les réactions e^+e^- , semblable à celui des réactions hadroniques

est aussi très caractéristique (fig. 2b).

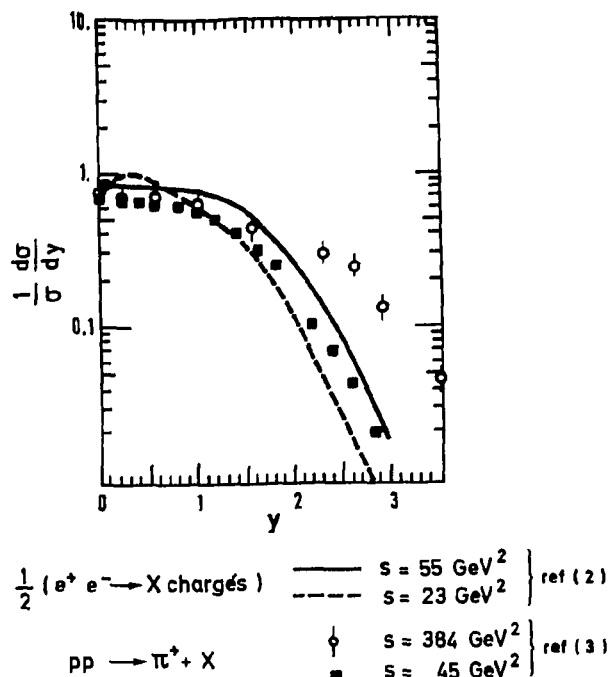


Fig. 2b

Distribution $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy}$

ii) $\ell_p \rightarrow \ell' + H + X$

L'étude des réactions inclusives par diffusion profondément inélastique des leptons donne un autre moyen de comparer avec un jet de quark, mais aussi avec les "jet de recul" de la réaction lepton-hadron (au jet de diquark). En effet, en faisant varier la rapidité de la particule observée on passe de la région de fragmentation du courant faible ou électromagnétique à celle du proton incident soit encore de celle d'un jet de quark à celle du jet de recul. L'exemple de la réaction $\nu p \rightarrow \mu + H + X$, est illustré par la figure 3.

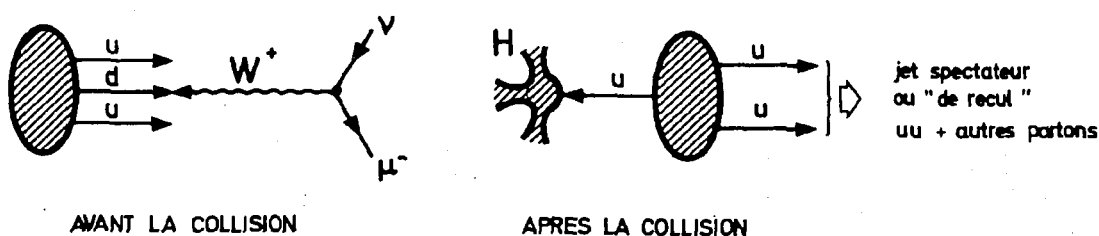


Fig. 3

Modèle de quark-partons pour $\nu + p \rightarrow \mu^- + H + X$

La figure 4 montre la distribution de l'impulsion transverse moyenne de cette réaction dans toute la région en rapidité comparée avec proton-proton⁽⁴⁾.

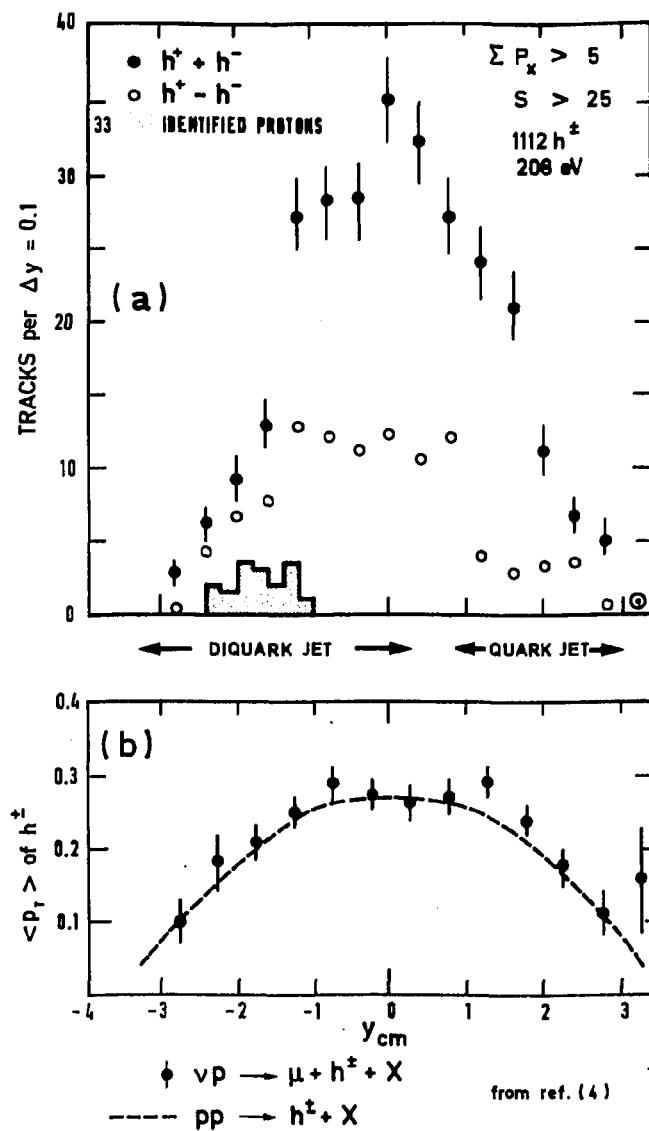


Fig. 4

De nouveau, il y a similarité avec le jet de quark mais aussi avec le jet de recul.

Il faut noter que le jet de recul dans une réaction inélastique profonde a lui-aussi une certaine "nature" hadronique, puisqu'il représente le jet formé par tous les partons sauf un, celui qui a été frappé par le courant ponctuel W^+ . Il semble cependant que pour l'essentiel, ce soit le diquark de valence qui détermine ses propriétés. Ceci est confirmé par l'étude de la

charge moyenne du jet en fonction de la rapidité (fig. 4), où se manifeste simplement l'effet de charge du diquark uu par rapport au quark u . Une comparaison directe du jet de recul avec le jet de quark serait donnée par une interaction "dure" avec méson, donnant un seul quark de valence de recul. Notons encore que la distribution en rapidité ne semble pas différer [voir fig.4, malgré l'énergie insuffisante pour voir le plateau].

iii) $pp \rightarrow H$ (grand P_T) + X

La comparaison des réactions inclusives à grand P_T et à petit P_T , donne de nombreuses indications sur la nature et la production des jets hadroniques, comme l'a montré W. Ochs dans un test, maintenant bien connu⁽⁵⁾. Il a proposé de porter sur une même figure les rapports de production de particules et d'antiparticules $\frac{H^+}{H^-}$ en fonction de la variable $x = \frac{P_{//}}{P_{Max}}$. Dans le cas de la réaction à grand P_T , on considère les données prises à 90° , c'est à dire : $x = x_T = \frac{P_{\perp}}{P_{Max}}$; A petit P_T , on a $x \approx x_{//} = \frac{P_{//}}{P_{Max}}$. Les résultats pour la réaction $pp \rightarrow H^{\pm}(p^{\pm}, \pi^{\pm}, K^{\pm}) + X$ sont montrés sur la figure 5.

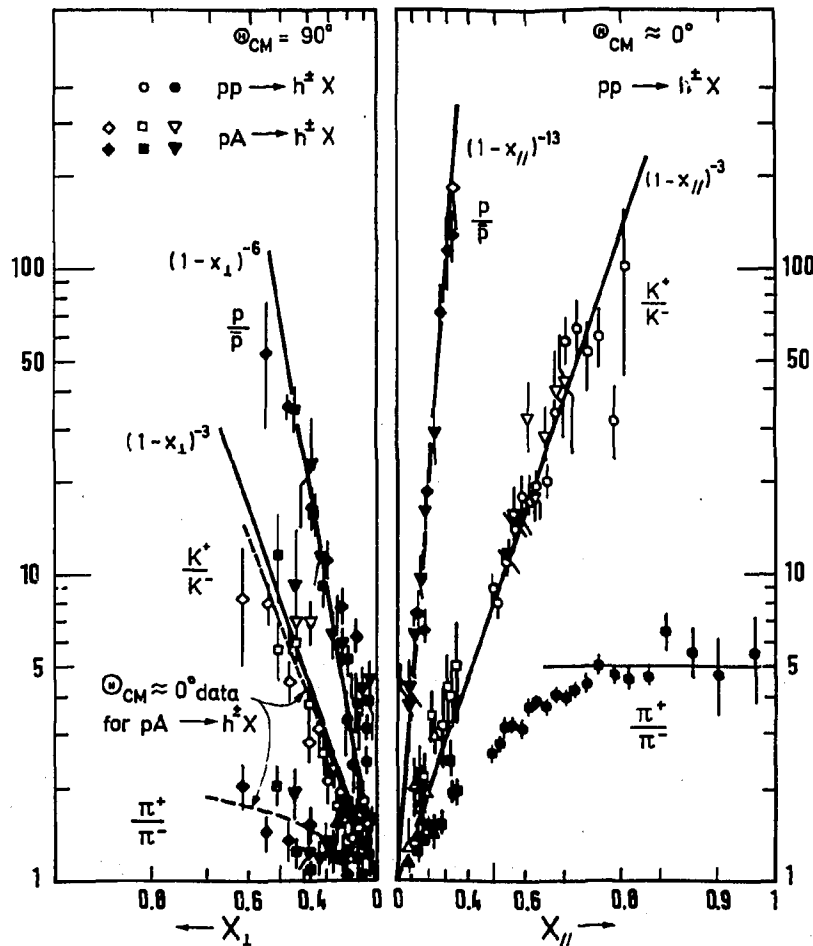


Fig. 5

Comparaison des rapports $\frac{pp \rightarrow h^+}{pp \rightarrow h^-}$ à petit et grand P_T (ref. 5)

On peut observer que les distributions de points expérimentaux, qui varient peu avec l'énergie (invariance d'échelle) sont très semblables en ce qui concerne les rapports $\frac{K^+}{K^-}$ et $\frac{\pi^+}{\pi^-}$, étant donné les corrections à apporter aux résultats avec noyaux. L'explication simple proposée par W. Ochs pour cette propriété remarquable est que le mécanisme de production des hadrons à petit P_T met en jeu les quarks des particules incidentes, en particulier les quarks de valence, comme pour les réactions à grand P_T .

La seule différence observée concerne le rapport \bar{p}/p qu'on peut attribuer à une composante particulière des réactions à petit P_T pour la réaction $pp \rightarrow p(\text{petit } P_T) + X$, due à l'identité des particules initiale et observée. Nous étudierons plus loin (partie 4) des mécanismes de partons qui pourraient s'appliquer à ce cas particulier. Ceci dit, dans ce cas comme dans les autres, les quarks de valence sont à l'origine des mécanismes de production, comme nous allons le montrer.

Dans les réactions à grand P_T , les particules finales sont produites par les quarks de valence d'un proton qui ont été déviés à grand P_T par une interaction quark-quark (cf Fig.1) encore mal connue (voir cours M. Fontannaz). La similarité des rapports de production de la figure 5 nous amène à la constatation que les mêmes quarks jouent un rôle à petit P_T . Dans les deux cas, les quarks de valence expliquent les fortes différences de comportement suivant les nombres quantiques. Des quarks de la mer ou des gluons ne pourraient pas l'expliquer puisqu'ils créeraient autant de particules que d'antiparticules de même type. Plus précisément, on peut comprendre qualitativement les données sur les rapports $\frac{p}{\bar{p}}$, $\frac{\pi^+}{\pi^-}$, $\frac{K^+}{K^-}$, en remarquant que seront favorisées les particules qui auront en commun avec la particule incidente (le proton dans le cas étudié $pp \rightarrow H^\pm + X$) des quarks de valence. La table du contenu en quarks de valence des différentes particules produites est explicite à cet égard (voir Fig. 6)

Particules Produites	π^+	π^-	K^+	K^-	p	\bar{p}
Contenu en quarks de valence	$u \bar{d}$	$d \bar{u}$	$u \bar{s}$	$s \bar{u}$	$u u d$	$\bar{u} \bar{u} \bar{d}$
Quarks en commun avec le proton (quarks actifs)	u	d	u	—	u u d	—

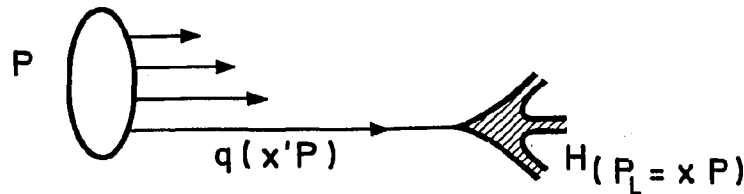
Fig. 6

Quarks de valence "actifs" dans les réactions Hadron-Hadron

On peut de même interpréter, le rapport $\frac{\pi^+}{\pi^-}$, tout au moins qualitativement, en remarquant que l'on trouve en moyenne deux fois plus de quark de valence u que de quark d dans le proton (et beaucoup plus quand $x \rightarrow 1$ cf. (6)). En conclusion de la partie I l'étude comparative des jets hadroniques a montré qu'ils étaient tout à fait assimilables à des jets de quarks de valence issus des particules incidentes. Nous adopterons cette hypothèse dans ce qui suit et étudierons comment et pourquoi ces quarks sont émis dans une réaction à petit P_T .

2. LES MODELES DE QUARKS POUR LES REACTIONS A PETIT P_T

A) Première approche : Considérons dans un premier temps la simple émission d'un quark de valence suivie de sa fragmentation en hadrons, sans autre mécanisme dynamique : cf. fig. 7



Fragmentation d'un quark de valence du proton

Fig. 7

La probabilité \mathcal{P}_H de trouver une particule H avec l'impulsion P_L est égale à la probabilité de trouver le quark de valence q dans le proton, puis celle que ce quark se fragmente pour donner H. Si nous appelons $x'P$ l'impulsion du quark et xP celle du hadron on obtient une formule de convolution de fonctions de structure et de fragmentation ($G * \mathcal{D}$)

$$\mathcal{P}_H = \frac{1}{\sigma_{int}} \frac{E d\sigma}{dP_L}(x) \simeq \int_x^1 G_q^P(x') \mathcal{D}_q^H\left(\frac{x}{x'}\right) dx' \quad (1)$$

(on a négligé tout mouvement transverse des quarks ou des particules). Une analyse approximative, confirmée par un calcul exact s'appuyant sur les paramétrisations de fonctions de structure et de fragmentation connues, permet d'évaluer cette contribution "non dynamique", à titre d'exercice et d'évaluation des ordres de grandeur des phénomènes en discussion.

Considérons tout d'abord le cas du comportement de \mathcal{P}_H quand $x \rightarrow 1$ dans le cas de la réaction $pp \rightarrow \pi^\pm X$. On aura les formules suivantes en utilisant les relations entre fonctions \mathcal{D} et les notations habituelles (voir cours de F. Hayot) :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\pi^+} &= x \int_x^1 \{u(x') - \bar{u}(x')\} \mathcal{D}_u^{\pi^+}\left(\frac{x}{x'}\right) dx' \\ \mathcal{P}_{\pi^-} &= x \int_x^1 \{d(x') - \bar{d}(x')\} \mathcal{D}_d^{\pi^-}\left(\frac{x}{x'}\right) dx' = x \int_x^1 \{d(x') - \bar{d}(x')\} \mathcal{D}_u^{\pi^+}\left(\frac{x}{x'}\right) dx' \end{aligned}$$

Si l'on retrouve qu'en moyenne, les distributions seront sensibles aux fonctions de structure des quarks dans le proton [$d(x)$ et $u(x)$] l'analyse des comportements $x \rightarrow 1$ et $x \rightarrow 0$ donne les résultats suivants :

Quand $x \rightarrow 1$, on a $x \leq x' \rightarrow 1$ et donc aussi $\frac{x}{x'} \rightarrow 1$.

Si nous considérons avec Field et Feynman⁽⁶⁾ $\mathcal{D}(z) \xrightarrow{z \rightarrow 1} \text{Cste} \approx .05$: $xu(x) \xrightarrow{x \rightarrow 1} 2.(1-x)^3$;
 $xd(x) \xrightarrow{x \rightarrow 1} 1.1(1-x)^4$, on trouve :

$\mathcal{P}_{\pi^+} \approx .025 (1-x)^4 \quad ; \quad \mathcal{P}_{\pi^-} \approx .011 (1-x)^5 ,$
<p>à comparer aux valeurs expérimentales⁽⁹⁾</p>
$\mathcal{P}_{\pi^+} \approx .73 (1-x)^{3.0 \pm .2} \quad ; \quad \mathcal{P}_{\pi^-} \approx .56 (1-x)^{4.2 \pm .2}$

On voit que la dépendance en x est très piquée et la normalisation très faible. Ceci est confirmé à $x = 0$, où l'on peut comparer avec la hauteur des plateaux en rapidité car

$$\frac{E}{\sigma_T} \frac{d\sigma^{\pi^+}}{dP_L} \Big|_{x=0} = \frac{1}{\sigma_T} \frac{d\sigma}{dy} \Big|_{y_{cm.} = 0} .$$

Quand $x = y_{cm} = 0$ on trouve, avec⁽⁶⁾ $\lim_{z \rightarrow 0} z \mathcal{D}(z) = .5$; $\int x' (u - \bar{u}) dx' = .284$; $\int x' (d - \bar{d}) dx' = .144$

$\mathcal{P}_{\pi^+}(0) = .5 \int_0^1 x' (u(x') - \bar{u}(x')) dx' = .142 \quad ; \quad \mathcal{P}_{\pi^-}(0) = .5 \int_0^1 x' (d(x') - \bar{d}(x')) dx' = .072$
<p>comparé à (3) :</p>
$\mathcal{P}_{\pi^+} \approx .8 \quad \quad \mathcal{P}_{\pi^-} \approx .7$

La description de la figure 7 ne faisant intervenir aucun caractère dynamique lié à la réaction hadronique, il est donc naturel qu'elle donne une très faible contribution, en particulier à cause de la convolution effectuée entre fonctions G et D . Nous allons voir comment il est possible de se libérer de cette contrainte en faisant appel au mécanisme de la réaction. Feynman⁽¹⁰⁾ a montré que les réactions hadron-hadron pouvaient être interprétées en termes de partons en considérant les hadrons initiaux dans des configurations comprenant des partons de très faible impulsion : les "wee" partons. Seuls les "wee" constituants peuvent être considérés comme porteurs de l'interaction entre hadrons dans le modèle de partons. En effet les partons "non-wee" des deux-hadrons, animés les uns par rapport aux autres d'une impulsion élevée doivent être considérés comme libres (liberté asymptotique) et n'interagissent pas.

Seuls les "wee" partons figurant dans la zone de recouvrement des deux distributions d'impulsion peuvent jouer un rôle (cf fig. 8). Cette conjecture de Feynman s'appuie sur le fait qu'il retrouve ainsi les comportements à "la Regge" des sections efficaces hadroniques à deux corps⁽¹⁰⁾.

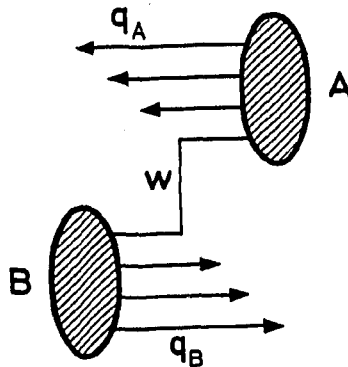
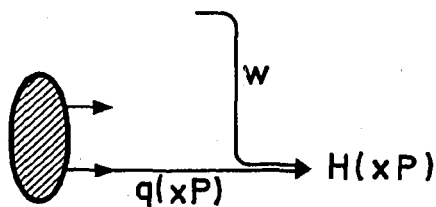


Fig. 8

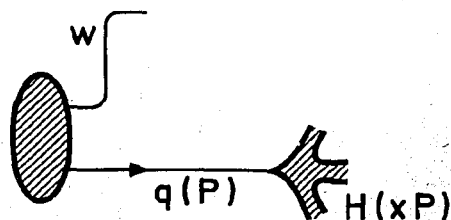
Echange d'un wee quark lors d'une interaction Hadron-Hadron

L'existence de wee quarks dans les hadrons qui interagissent influe notablement sur le mécanisme et l'ordre de grandeur de la formation des hadrons que nous étudions. Avec l'apport des wee quarks, il est en effet possible d'éviter la convolution de la formule (1) comme nous le montrent les mécanismes possibles de la figure. 9. Dans le cas du mécanisme de la figure 9.a) le quark de valence émis avec l'impulsion xP par le hadron initial, rencontre un "wee" quark pour donner le hadron final H . Contrairement au mécanisme initial de la figure 7, le hadron H aura la même distribution que le quark de valence q , car il porte la même impulsion que lui. La prédiction sera alors que la distribution inclusive du hadron H sera *directement* proportionnelle à la fonction de structure du quark de valence q . C'est le résultat obtenu à l'origine par H. Golberg⁽¹¹⁾, dont l'explication a été proposée par W. Ochs⁽⁵⁾ et développée par K. P. Das et R. C. Hwa⁽⁹⁾. Nous allons discuter plus loin de ce mécanisme important des réactions à petit P_T .

Mais notons dès maintenant qu'il existe un autre schéma de réaction décrit dans la figure 9b).



a) RECOMBINAISON



b) DISSOCIATION (ou FRAGMENTATION)

Mécanismes de production de particules avec des quarks "wee"

Il est possible, pour le hadron initial, de se dissocier en un quark de valence et des wee quarks qui participeront à l'interaction hadronique. Considérons par exemple un méson dont l'un des quarks de valence est wee et participe à la réaction hadronique, le reste des partons forme un "jet de recul" lié au quark de valence restant. Dans un tel cas, l'impulsion du quark est égale à celle du hadron et la distribution du hadron n'est autre que la distribution de fragmentation du quark de valence. Ce mécanisme a été invoqué à la place du mécanisme de recombinaison⁽¹³⁾, mais il semble surtout applicable dans les réactions hadroniques particulières qui sont attribuées à l'échange de "wee" quarks de valence⁽¹⁰⁾ (réactions avec échange de nombres quantiques).

Etudions quelques aspects phénoménologiques des mécanismes considérés.

B) Le Mécanisme de recombinaison et les fonctions G

Une comparaison remarquable utilisant les fonctions de structure a été faite par W. Ochs⁽⁵⁾ sous la forme d'une étude comparée des réactions $ep \rightarrow eX(\sigma_p)$, $en \rightarrow eX(\sigma_n)$ et $pp \rightarrow \pi^\pm X(\sigma_{\pi^\pm})$. Dans le cadre du mécanisme de recombinaison on a en effet (voir fig. 10)



Fig. 10

Mécanismes de production de pions dans la région de fragmentation d'un proton

$$\frac{\sigma_{\pi^+}}{\sigma_{\pi^-}} = \frac{u(x)}{d(x)} \quad \text{et} \quad \frac{\sigma_n}{\sigma_p} = \frac{\frac{4}{9}d(x) + \frac{1}{9}u(x)}{\frac{1}{9}d(x) + \frac{4}{9}u(x)} = \frac{4 + \frac{u}{d}}{1 + \frac{4u}{d}} = \frac{4 + \sigma_{\pi^+}/\sigma_{\pi^-}}{1 + 4\sigma_{\pi^+}/\sigma_{\pi^-}} \quad (2)$$

La figure 11a) montre un accord remarquable avec la prédiction (2), qui s'étend d'ailleurs au-delà de la région de fragmentation ($x \gtrsim 5$) où s'applique plus correctement le mécanisme de recombinaison.

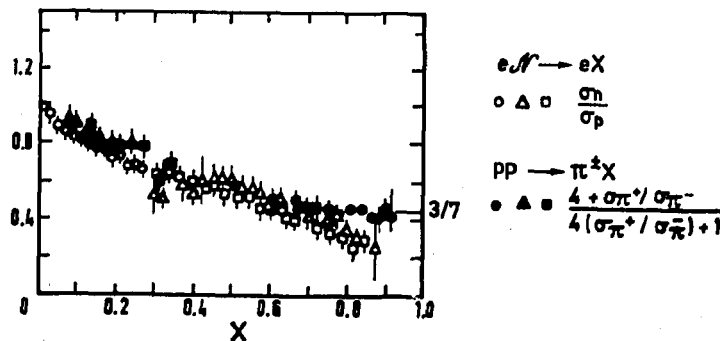


Fig. 11a

Comparison $e\left(\begin{smallmatrix} p \\ n \end{smallmatrix}\right) \rightarrow eX$ et $pp \rightarrow \left(\begin{smallmatrix} \pi^+ \\ \pi^- \end{smallmatrix}\right)X$ (ref. 5)

En ce qui concerne la détermination "absolue" de la distribution et la normalisation, la figure 11b) est instructive.

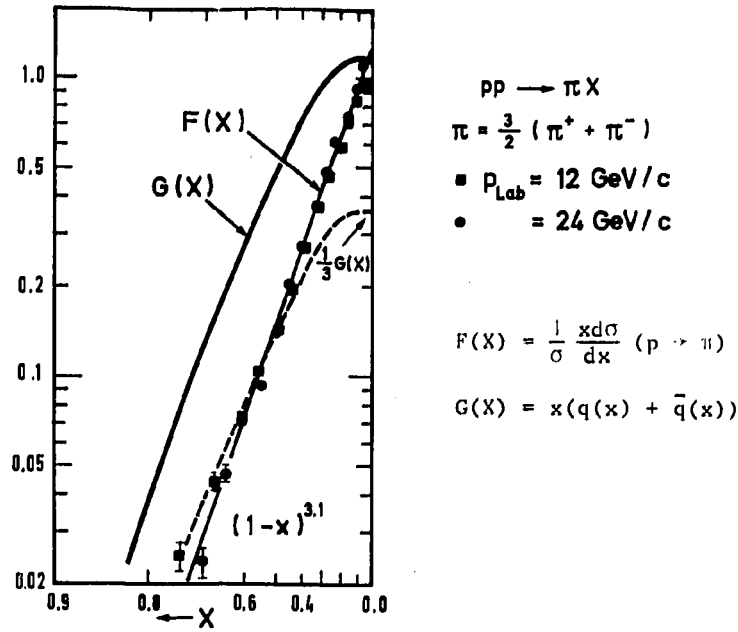


Fig. 11b

Comparaison absolue entre distributions des quarks et des pions

Comparons $\frac{3}{2} (P_{\pi^+} + P_{\pi^-}) \approx P_{\pi^0} + P_{\pi^+} + P_{\pi^-}$ et la distribution de probabilité pour la somme des quarks et des antiquarks $x(q + \bar{q})$. Bien qu'étant du même ordre de grandeur, les distributions de pions et de quarks diffèrent. Si l'on tient compte d'un facteur 1/3 que l'on pourrait attribuer à la densité de quarks "wee" (3 mésons produits pour 1 paire $q\bar{q}$ "wee"), on obtient une bonne description à partir de $x = .6$, ce qui est raisonnable, bien que décevant par rapport au succès du premier test dans tout l'intervalle en x .

Dans un modèle explicite, Das et Hwa⁽⁹⁾ ont proposé d'identifier le quark additionnel à un quark de la mer du proton lui-même. Tenant compte de la distribution de ces quarks (concentrée mais pas réduite à la région wee), ils ont obtenu des résultats intéressants pour la production des mésons K^+ , K^- , π^+ , π^- par les protons (fig. 11c).

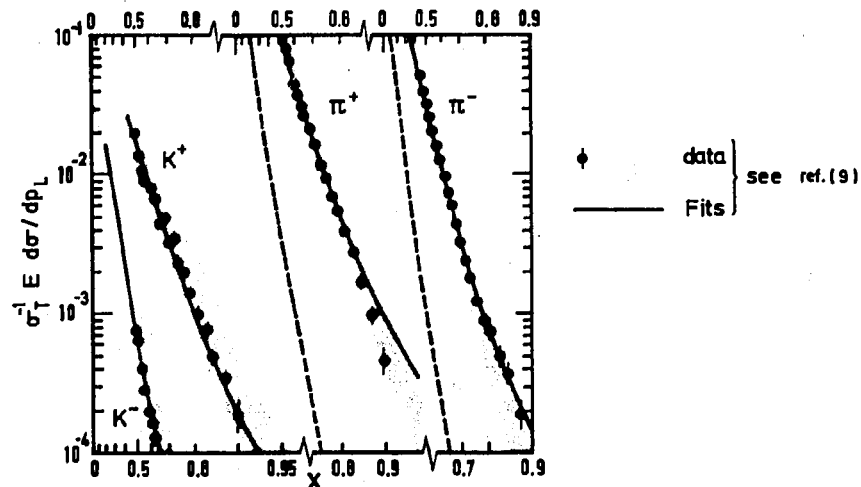


Fig. 11c

Comparaison pour le modèle de recombinaison

Notons que le problème de la normalisation n'est pas réglé et qu'il faut introduire une densité de quarks \bar{u} de la mer plus importante que celle observée dans les réactions lepton-hadron. Ceci pourrait être lié à un phénomène équivalent dans le mécanisme de Drell-Yan. (voir cours de F. Hayot).

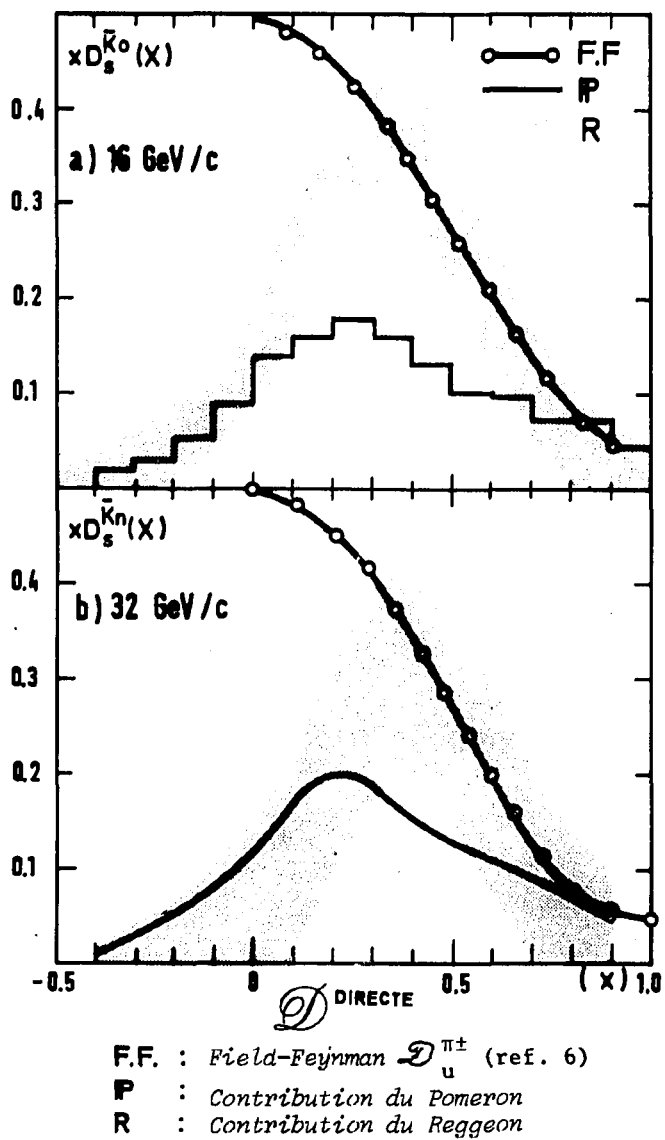
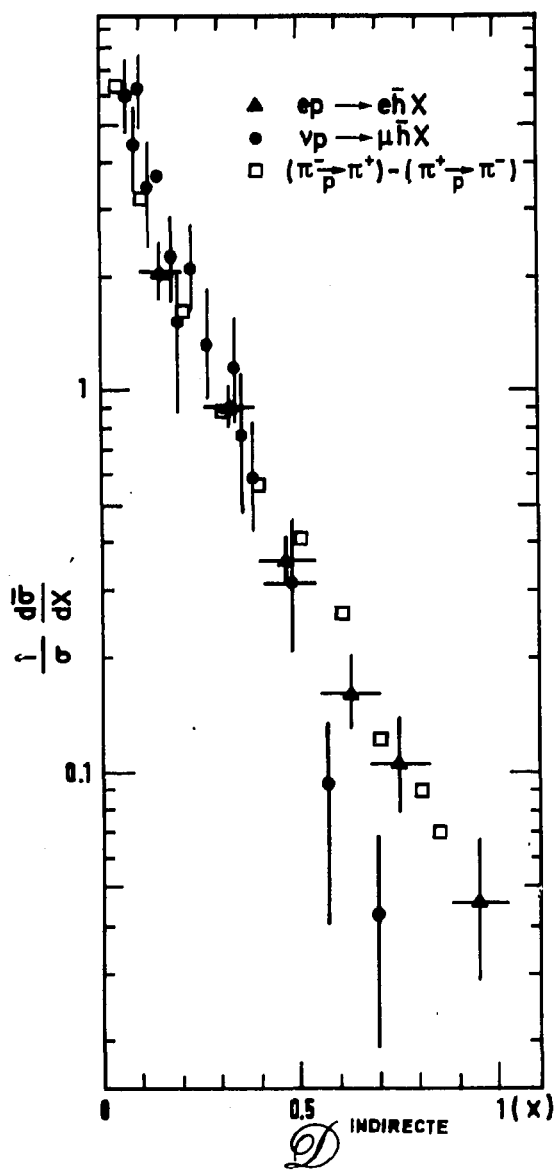
C) Le mécanisme de dissociation et les fonctions. ⁽²⁾

Pour pouvoir étudier le mécanisme de dissociation, il faut pouvoir isoler la contribution de l'échange d'un wee quark de valence, c'est-à-dire, comme l'a montré Feynman ⁽¹⁰⁾, ce qui correspond à la partie non-diffractive de la réaction à deux corps (échange d'un Reggeon). On l'obtient comme l'ont montré J. Dias de Deus et S. Jadach ⁽⁸⁾, F. Hayot et S. Jadach ⁽¹³⁾ en considérant la différence de deux processus reliés par changement de particule en antiparticule. On a les formules suivantes ⁽³⁾

$$\frac{d\sigma}{dx} (\pi^- p \rightarrow \pi^+ x) - \frac{d\sigma}{dx} (\pi^+ p \rightarrow \pi^- x) = (\sigma(\pi^- p) - \sigma(\pi^+ p)) \cdot \mathcal{D} \quad (3)$$

$$\frac{d\sigma}{dx} (K^- p \rightarrow \bar{K}^0 x) - \frac{d\sigma}{dx} (K^+ p \rightarrow K^0 x) = (\sigma(K^- p) - \sigma(K^+ p)) \cdot \mathcal{D}$$

Les combinaisons permettent en effet d'extraire les contributions inclusives dont la resommation sur la particule finale nous donnera la section efficace non-diffractive totale $\sigma_{(\pi^- p)} - \sigma_{(\pi^+ p)}$ ou $\sigma_{(K^- p)} - \sigma_{(K^+ p)}$. Dans le premier cas ⁽⁸⁾ on peut extraire la fonction de fragmentation "indirecte" $\mathcal{D} = \mathcal{D}_u^{\pi^-} = \mathcal{D}_d^{\pi^+}$, dans le deuxième ⁽¹³⁾ la fonction de fragmentation "directe" $\mathcal{D} = \mathcal{D}_s^{K^0} \approx \mathcal{D}_u^{\pi^+} = \mathcal{D}_d^{\pi^-}$, et comparer avec les distributions expérimentales proposées par Field et Feynman ⁽⁶⁾. [voir figures 12a) et 12b)].

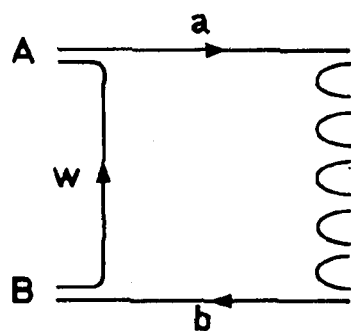


Il faut noter que dans ce cas la normalisation est complètement déterminée, car nous connaissons la contribution totale de l'échange du quark de valence. Cette normalisation est en bon accord avec les résultats expérimentaux dans la limite des barres d'erreurs (cependant relativement importantes, dues à la différence à effectuer).

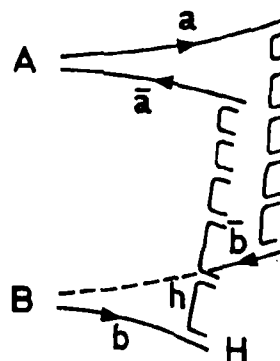
Ce qu'il y a de remarquable dans ce cas, c'est que l'interprétation en termes de jets de quark pour ces réactions peut être directement reliée aux diagrammes de dualité, introduits pour des raisons très éloignées dans le cadre de la théorie dite de Matrice S des réactions hadroniques. Nous allons maintenant discuter de cette approche à partir d'une discussion phénoménologique des mécanismes de recombinaison et de dissociation en termes de diagrammes de dualité⁽¹⁴⁾.

D) Les mécanismes de quarks et la dualité

Dans la théorie des diagrammes de dualité⁽¹⁵⁾, on est amené à distinguer (pour l'essentiel) deux composantes dans une réaction de production multiple de particules, représentées par les deux diagrammes différents de la figure 13.



a) Diagramme planaire



b) Diagramme non-planaire

Fig. 13

Diagrammes de Dualité de production multiple

Les diagrammes de la figure 13 sont à comprendre comme des surfaces s'appuyant sur des bords formés par les lignes de quark de valence des particules externes. Le diagramme 13a) est un diagramme plan ou planaire, dont les bords externes sont définis par les quarks de valence de A et B y compris le quark w échangé. Au contraire dans le diagramme 13b), tous les quarks de valence sont émis et se couplent deux à deux pour former deux surfaces, donc une topologie non-planaire. Avec un peu d'exercice⁽¹⁵⁾ on peut se convaincre que ce diagramme correspond à l'échange non pas de quarks, mais d'un demi-cylindre formé par la surface des diagrammes (topologie du cylindre). Cette représentation des réactions de production multiple n'est pas une simple convention : elle correspond à la représentation vraisemblable de processus physiques.

Il existe effectivement deux composantes dans les réactions hadroniques à deux corps, l'une constante avec l'énergie et correspondant pour l'essentiel aux réactions élastiques (contribution du Poméron en termes de pôles de Regge), l'autre décroissante avec l'énergie et liée à l'échange de charge ou d'hypercharge (contribution des Reggeons). Les propriétés d'unitarité des diagrammes de dualité⁽¹⁵⁾ permettent de relier les diagrammes de type a) et b) à ces deux composantes, l'une avec échange de quark de valence (fig. 13a) et du Poméron sans échange de quarks de valence (fig. 13b).

Nous allons voir que les deux types de diagrammes ont une interprétation naturelle en terme de jets de quarks permettant une approche nouvelle des mécanismes de dissociation et de recombinaison.

i) Les diagrammes de dualité et le mécanisme de dissociation

Le diagramme 13a) a une interprétation très simple en termes de jets de quarks^(8,13): après l'échange du "wee" quark ω les deux quarks de valence restants a et b forment chacun un jet. Cette interprétation est confirmée par le modèle multipériphérique qui, appliqué au diagramme 15a) montrent que les particules produites (H) ont une impulsion faible par rapport à la direction incidente. Il faudrait en fait parler de deux "jets de recul" dans la dénomination que nous avons utilisée (voir 2 ii) car d'autres partons sont émis. Mais nous admettrons dans cette partie que ces jets sont pour l'essentiel déterminés par les quarks a ou b, supposés posséder toute l'impulsion des particules A ou B, respectivement. [Nous discuterons ce point fondamental dans la partie 3 car il faut parler du rôle des gluons]. Transposées en termes de diagrammes de dualité, comme l'ont d'ailleurs fait les auteurs, les analyses phénoménologiques des références (8) et (13) sont claires. Les relations (3) permettent d'éliminer les contributions des diagrammes non planaires (fig. 13b) et de se ramener seulement aux diagrammes planaires (fig. 13a), correspondant à la fragmentation d'un quark de valence. En effet, les diagrammes non planaires contribuent de la même façon aux deux membres de la réaction [ils correspondent au pôle du Poméron dans K-p et K+p ou π -p et π +p]. Seule demeure la contribution des diagrammes planaires de la fig. 14.

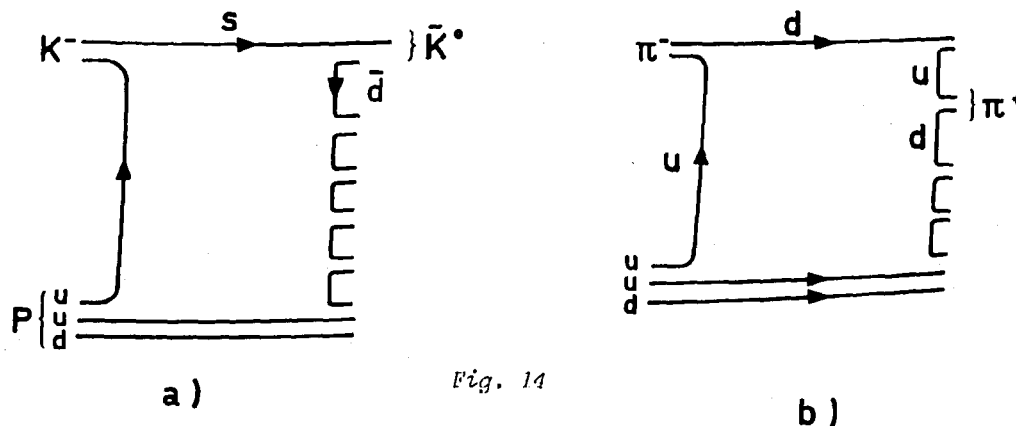


Fig. 14

Diagramme de dualité pour $\mathcal{D}^{\text{"direct"}} = \mathcal{D}_s^{\bar{K}^0}$

Diagramme de dualité pour $\mathcal{D}^{\text{"indirect"}} = \mathcal{D}_d^{\pi^+}$

Le diagramme de la fig.14a) montre la contribution planaire à la fonction de fragmentation "directe" $\mathcal{D}_S^{\bar{K}^0}$: le \bar{K}^0 représente la particule de rang, 1 du jet planaire. Dans la fig.14b) on voit la représentation de la fonction de fragmentation "indirecte" $\mathcal{D}_d^{\pi^+}$, correspondant à la production d'un π^+ dans la chaîne multipériphérique qui ne peut être de rang 1.

L'interprétation en termes de partons de ces diagrammes devient très simple. Le processus hadronique se décompose en deux temps l'échange du "wee" quark de valence qui libère deux jets, suivi de la fragmentation "des jets" décrite par les fonctions \mathcal{D} (fig. 15).

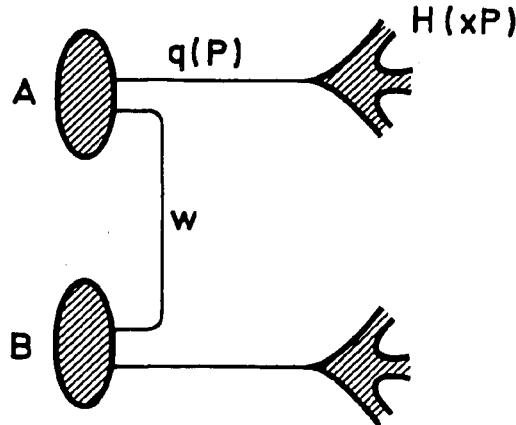


Fig. 15

modèle de partons pour les diagrammes planaires

On peut écrire :

$$\frac{d\sigma}{dx} (AB \rightarrow H + X) = \sigma_{\text{plan.}}^{AB}(s) \times \mathcal{D}_q^H(x), \quad (4)$$

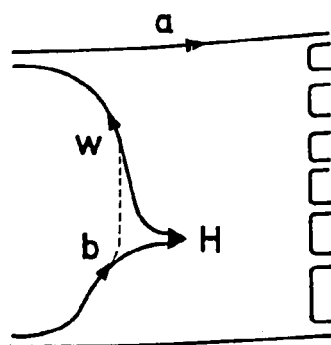
où $\sigma_{\text{plan.}}^{AB}$ représente la contribution totale due à l'échange du wee quark de valence.

L'équation (4) est la forme générale des formules (3). Remarquons qu'une telle dépendance fonctionnelle $\left(\frac{d\sigma}{dx} = s^\alpha \times F(x)\right)$ est prédite tout à fait indépendamment par la théorie de Mueller-Regge des réactions inclusives hadroniques⁽¹⁶⁾.

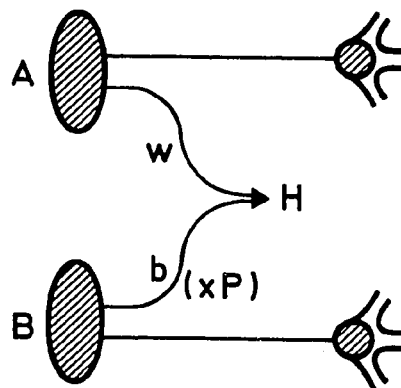
ii) Le mécanisme de recombinaison et les diagrammes de dualité

Les diagrammes non planaires (fig. 13b) qui sont censés donner la contribution dominante des réactions à 2 corps ont la caractéristique de correspondre a priori à "quatre" jets de quarks. En fait, il est extrêmement difficile de mettre en évidence directement une telle structure, car les "jets théoriques" sont émis dans la même direction deux par deux : les jets issus de A (quarks a et \bar{a} de la figure 13b) et ceux de B (quarks b et \bar{b}) sont confondus. Ainsi on pourrait s'attendre à une multiplicité double, comme d'ailleurs les modèles duaux eux-mêmes l'impliquent⁽¹⁵⁾, mais ceci n'est prévu qu'à des énergies très élevées⁽⁸⁾. Notons que cette structure pourrait correspondre à la limite à petit P_T des 4 jets à grand P_T (cf. cours M. Fontannaz). Nous ferons donc ici l'hypothèse que cette description est valable, et chercherons à la vérifier plutôt par les conséquences phénoménologiques qu'elle implique.

Si l'on observe la production d'une particule de 1^{er} rang H dans une telle description (fig. 13b) on s'aperçoit que l'on est très proche du mécanisme de recombinaison (figure 9a)). En effet le hadron H est construit par recombinaison du quark de valence a avec un quark b produit dans le jet issu de b (ou dans le double jet $b\bar{a}$, voir figure 13b). Mais, à la différence du mécanisme proposé par Ochs⁽⁵⁾, il n'est pas certain que le quark h puisse être considéré comme "wee". Il peut donc modifier la contribution d'impulsion du quark de valence a. Nous allons voir que la théorie des diagrammes de dualité nous donne une réponse à ce problème. Il existe en effet un diagramme particulier parmi tous ceux du type de la fig. 13b, qui correspond exactement au mécanisme de Ochs⁽⁵⁾. Dans la figure 16, on représente ce diagramme (16a) et son interprétation partonique (16b)



a)



b)

Diagramme non planaire de recombinaison

Interprétation partonique

Fig. 16

Le diagramme de la figure 16 est du type non-planaire, mais avec une seule particule produite dans un jet. C'est-à-dire que les quarks h et \bar{a} du diagramme général s'identifient au wee quark ω . On retrouve un exemple de mécanisme de recombinaison.

Le calcul s'effectue alors en remarquant que le diagramme de la fig 16a), est le premier terme $\frac{d\sigma^{(0)}}{dx}$ de la série qui dans la théorie duale⁽¹⁵⁾ construit la contribution générale, correspondant à la production de 1, 2...n particules sur le jet $\bar{a}b$ de la figure 13b). De manière analogue à la formule (4), on peut écrire⁽¹⁴⁾

$$\frac{d\sigma^{(0)}}{dx} (AB \rightarrow H + X) = \sigma_{\text{plan.}}^{A\bar{H}} (xs) G_b^H(x) = \sigma(xs)^{-1/2} G_b^H(x) \quad (5)$$

La variable x représente l'énergie de la sous-réaction $A\bar{H}$ planaire (échange de ω). Ensuite la sommation sur tous les diagrammes de ce type (production de 1, 2... n particules avec H) redonne le diagramme du Poméron. Cette sommation peut s'effectuer dans le cadre de la théorie des diagrammes de dualité (développement en $1/N_F^{(15)}$). On trouve que le résultat (5) se trouve corrigé par un facteur $\frac{1}{N_F} \times \left(\frac{1-x}{x}\right)^{1/2}$ ce facteur peut s'interpréter comme l'estimation de la densité et de la distribution de quarks de la mer dans la théorie duale. Les comparaisons⁽¹⁴⁾ de la figure 17 effectuée avec les données de la réaction $pp \rightarrow x$, et les fonctions de structure de Field et Feynman⁽⁶⁾, montrent qu'en forme et en normalisation, le calcul dual donne de bons résultats, sauf à petites valeurs de x , où se manifeste la montée du "plateau" des réactions inclusives hadroniques. Il est d'ailleurs tentant de rapprocher^(5,14) ce phénomène de la variation des fonctions de structure en relation avec la violation de l'invariance d'échelle de Bjorken. L'analyse phénoménologique⁽¹⁴⁾ confirme ce lien possible.

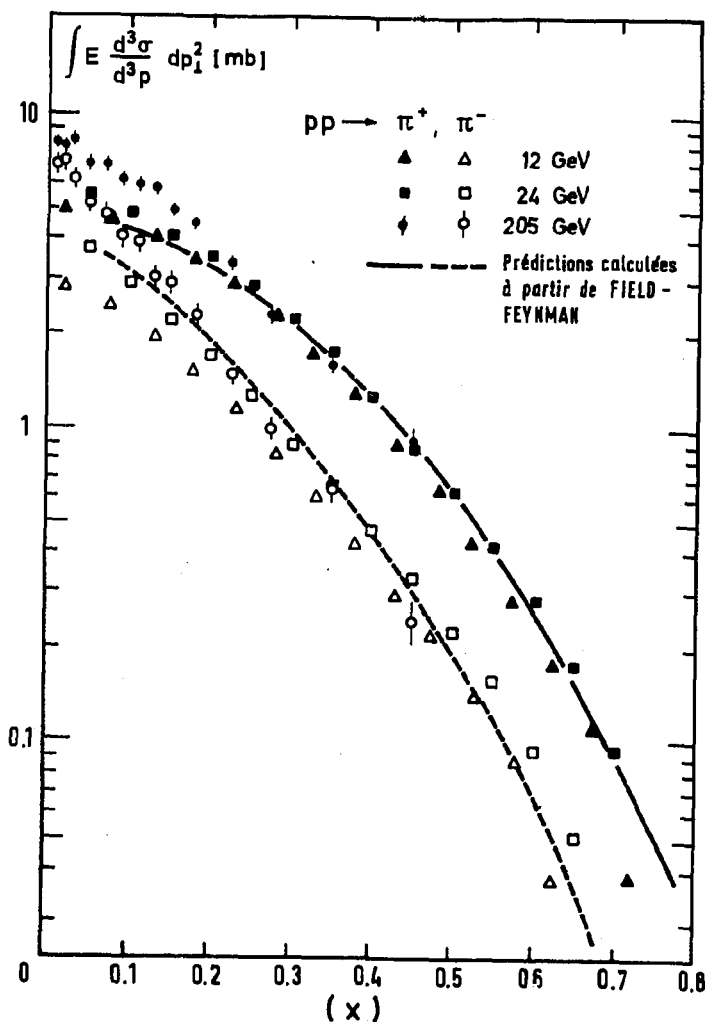


Fig. 17

Modèle de recombinaison avec "sommation duale" [14]

3. GLUONS ET COULEUR DANS LES RELATIONS A PETIT p_T : QUELQUES REMARQUES

Le problème de la présence et du rôle des gluons et de la couleur dans les réactions à petit p_T n'est pas moins simple que dans le cas des réactions induites par des leptons. Rappelons d'incertitude sur la présence et les caractéristiques des jets formés par des gluons isolés (voir cours A. Morel). Mais, contradictoirement, le fait que les interactions hadroniques ne fassent pas nécessairement appel à des échanges de nombres quantiques permet d'espérer qu'une "matière neutre" comme les gluons apparaisse dans les couplages entre hadrons. Nous allons vérifier cette conjecture, mais comme nos connaissances sont encore extrêmement fragmentaires sur ce sujet, nous nous contenterons de noter quelques directions de recherche dans ce domaine.

i) Les gluons n'apparaissent pas (ou pas nettement) dans les mécanismes précédents

Cette constatation, bien utile pour l'analyse phénoménologique doit cependant surprendre : comment se fait-il que les gluons, auxquels on attribue 50% de l'impulsion d'un nucléon n'apparaissent pas pour modifier les jets de quarks, leurs distributions en impulsion, les particules produites etc... Rappelons par exemple que ce sont nettement les quarks de valence qui déterminent les mésons produits dans la réaction $pp \rightarrow H + X$. Ou encore l'identification de l'impulsion du quark de valence avec celui de la particule incidente dans le jet planaire (fig. 18). Pour apporter un début d'explication à ce fait, il a été proposé⁽¹⁾ de rapprocher ce phénomène intéressant de la propriété de confinement dans la réaction $e^+e^- \rightarrow X$. On pense en effet que dans une telle réaction, on produit de nombreux gluons qui ne modifient pas la contribution du terme initial, sans gluons (cf. fig. 12).

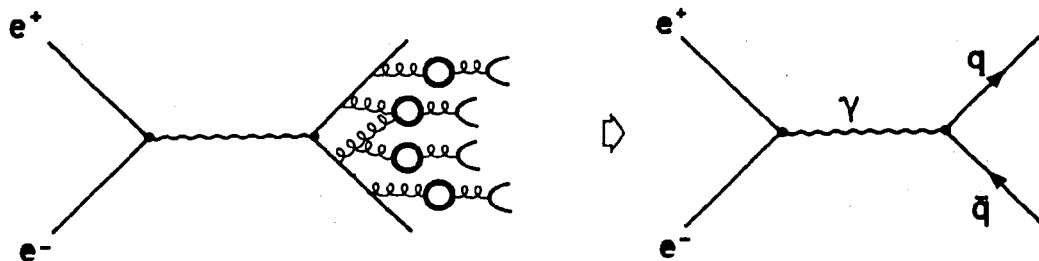


Fig. 18

"Relation de confinement" dans $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$

Ces gluons participent en effet au confinement des quarks émis qui est censé ne pas modifier les propriétés de l'interaction à courte distance. Le phénomène serait équivalent pour les jets hadroniques (figure 19). En fait, il est possible de formuler et préciser cette équivalence sous la forme d'une correspondance topologique^(17;14), qui identifie la série des diagrammes de QCD avec le diagramme de dualité de même topologie. On peut alors appliquer la conjecture du confinement et aboutir à la "disparition" des gluons de confinement (fig. 19)

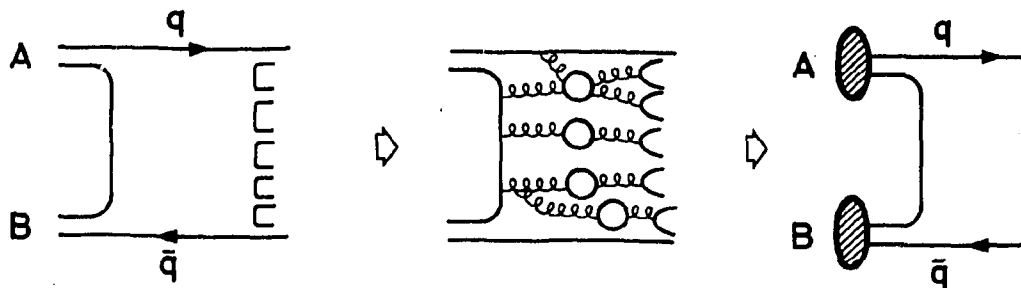


Fig. 19

topologie planaire et confinement dans mesons $AB \rightarrow \text{hadrons}$

Une telle interprétation est confirmée sur un cas particulier par les calculs de théorie des champs dans le modèle à deux dimensions⁽¹⁸⁾ QCD 2.

ii) Les gluons peuvent apparaître dans les réactions hadroniques avec échange ou production des nombres quantiques du vide

Initialement la remarque a été faite⁽¹⁹⁾ que l'on pouvait relier l'énergie relativement importante emportée par le proton dans la réaction $pp \rightarrow p + X$ avec celle contenue dans les quarks de valence d'un proton (50% dans les deux cas). Supposons en effet que dans le processus en question les trois quarks d'un proton initial forment le proton final observé, les autres particules (X) étant produites directement par la glu. Il est possible de construire un modèle de distribution des trois quarks de valence du proton qui décrive à la fois les fonctions de structure connues et la distribution du proton dans la réaction hadronique⁽¹⁹⁾. Si ce modèle est correct, nous serions conduits à rechercher les jets de gluons dans ce type de réaction en étudiant la structure des hadrons produits avec le proton.

La caractéristique du processus étudié est qu'il n'y a pas de changement de nombre quantique entre particules incidente et observée finalement, d'où la production d'un ensemble de particules X avec les nombres quantiques du vide. Ceci peut se généraliser à tout processus où apparaissent ces nombres quantiques. Ainsi le processus de la figure 13b) correspond à l'échange des nombres quantiques du vide, car c'est la propriété de la "surface de dualité".

Il ne correspondrait pas à la *production* de glu (ou de gluons), mais à l'*échange* de glu. En fait il a été proposé⁽¹⁹⁾ de considérer ce type de contribution comme l'échange d'un gluon, avec l'idée que les jets produits correspondraient au confinement de la couleur du gluon (qui dans la théorie QCD est un octet de couleur)(cf. fig. 20).

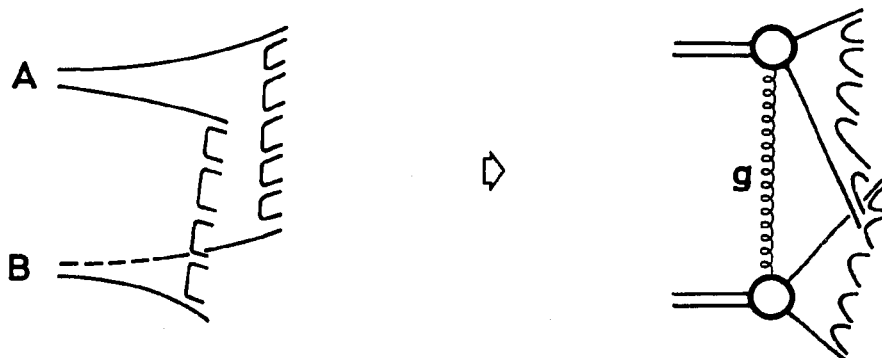


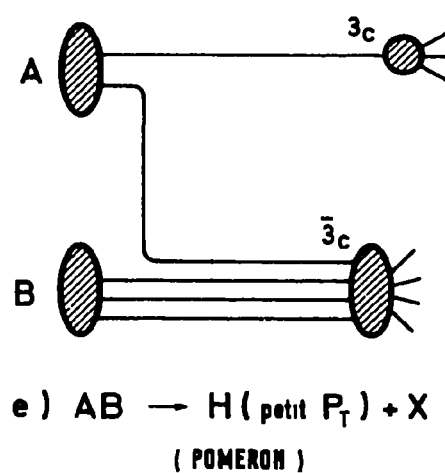
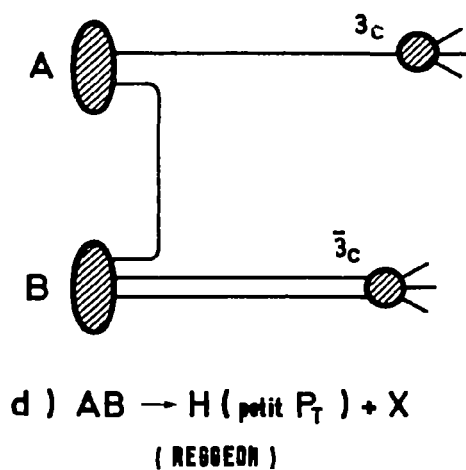
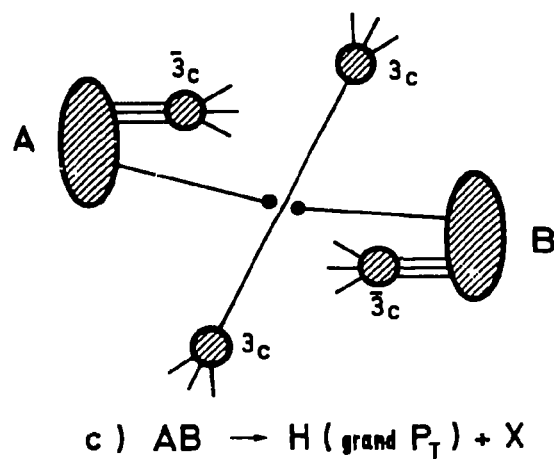
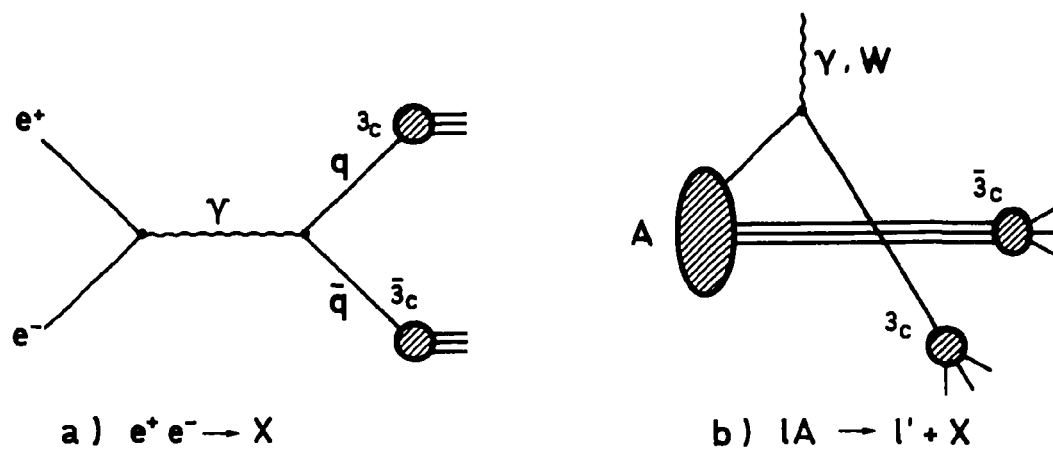
Fig. 20

Relation - Pomeron - Gluon dans le modèle de Low - Nussinov^[20]

iii) Le rôle de la couleur

Si l'on considère les figures 19 et 20, on s'aperçoit qu'il peut exister une double interprétation aux processus hadroniques. Soit une description "classique" en termes d'interactions à courte portée symbolisée par la "surface" des diagrammes de dualité soit une nouvelle description en terme de séparation de nombres quantiques de couleur qui sont la cause de la formation ultérieure de jets de particules.

Cette image est encore à approfondir. Ainsi Brodsky et Gunion ont pu critiquer la représentation du gluon (fig. 20) par une analyse fondée sur les règles de comptage des quarks⁽²¹⁾. Plus fondamentalement, ils ont été amenés à considérer comme mécanisme fondamental la séparation des pôles de couleur (fig. 21). Ainsi tous les processus découleraient d'un tel mécanisme, indépendant du contenu particulier en quarks ou gluons. Le support phénoménologique d'une telle hypothèse étant essentiellement lié à la valeur similaire des plateaux en rapidité dans les divers processus (fig. 2, par exemple). Pour ce qui est des réactions "dures", les mécanismes habituels de production de quarks conduisent à la séparation de triplets $3\bar{3}$ de couleur un quark d'un côté, le "reste" de l'autre (fig. 21 a,b,c). Pour les réactions hadroniques, Brodsky et Gunion retiennent dans tous les cas, (Reggeon fig. 21a, ou Pomeron fig. 21b) l'échange d'un "wee" quark, avec la même séparation de couleur.



Figs. 21

Mécanismes de séparation des nombres quantiques de couleur (refs. 7, 21)

Ce mécanisme peut être mis en accord avec les comportements des sections inclusives dans la région de fragmentation⁽²¹⁾. Une étude des jets et de leurs caractéristiques (multiplicité, nombre quantiques) devrait permettre de vérifier si un mécanisme unique (séparation $3\bar{3}$ de couleur) ou double (quark/gluons lié à Reggeon/Pomeron) donne une meilleure description des données. D'un point de vue théorique, il semble très stimulant, dans tous les cas, de pouvoir aboutir à la notion d'un dualisme c'est-à-dire une complémentarité complète entre les forces à courte portée des réactions hadroniques et les forces à longue portée de couleur. Si l'on songe, par exemple, à ce qu'une des approches ne fait aucunement référence à une théorie des champs sous-jacente et que l'autre s'appuie sur les résultats de la théorie QCD, on ne peut que s'attendre à des développements nouveaux dans ce domaine. Ceci constituera la conclusion très provisoire de ce cours.

REFERENCES

1. J. D. Bjorken, J. Kogut, *Phys. Rev. D* **8**, 1341 (1973)
2. G. G. Hanson, Proc. 7th Intern. Colloquium on Multiparticle Reactions Tübing, 1976 p.313
3. $pp \rightarrow \tau^\pm$ P_{lab} 24 GeV/c : V. Blobel et al, *Nucl. Phys. B* **69**, 454 (1974)
 P_{lab} 205 GeV/c : T. Kafka et al, *Phys. Rev. D* **6**, 1261 (1977)
4. A. A. Seidl. op. cit. Tübing 1976 p. 427
5. W. Ochs. *Nucl. Phys. B* **118**, 397 (1977)
6. R. D. Field, R. P. Feynman, *Phys. Rev. D* **15**, 2590 (1977)
7. S. Brodsky, J. F. Gunion, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 402 (1976)
8. J. Dias de Deus and S. Jadach, *Acta Phys. Pol.* **B9**, 249 (1978)
9. K. P. Das and R. C. Hwa, *Phys. Lett. B* **68**, 459 (1977)
10. R. P. Feynman, Photon-Hadron Interactions (W. A. Benjamin, New-York, 1972)
11. H. Golberg, *Nucl. Phys. B* **44**, 149 (1972)
12. B. Anderson, G. Gustafson, C. Peterson, *Phys. Lett. B* **71**, 337 (1977)
13. F. Hayot, S. Jadach, *Phys. Rev. D* **17**, 2307 (1978)
14. G. Cohen-Tannoudji, F. Hayot, R. Peschanski, *Phys. Rev. D* **17**, 2930 (1978)
 et G. Cohen-Tannoudji, J. Kalinowski, A. El Hassouni, R. Peschanski; Saclay Preprint (à paraître)
15. Dualité : voir G. F. Chew and C. Rosensweig, *Phys. Reports* **41**, 263 (1978) et references incluses
16. Mueller-Regge : voir Ph. Salin, Gif 1973
17. G. Veneziano Gif 1977, Tome I

18. R. C. Brower, J. Ellis, M. G. Schmidt et J. H. Weis, *Nucl. Phys.* B128 , 175 (1977)
19. S. Pokorski, L. Van Hove, CERN preprint TH. 2427
20. F. Low, *Phys. Rev.* D12, 163 (1975)
S. Nussinov, *Phys. Rev.* D14, 246 (1976)
21. S. Brodsky, J. F. Gunion , *Phys. Rev.* D17, 848 (1978) et op. cit. *Tutzing* 1976
22. Je tiens à remercier G. Cohen-Tannoudji, F. Hayot, A. El Hassouni et J. Kalinowski pour les discussions fructueuses que nous avons eues sur ce travail, je voudrais y ajouter B. Bunel sans qui il serait resté un manuscript mal présenté.