

DIFFUSIONS ELASTIQUES A GRANDE ENERGIE

I) INTRODUCTION

Nous nous limiterons dans ce qui suit aux particules à interactions fortes ou hadrons. On peut distinguer empiriquement trois régions d'énergie où leurs propriétés d'interactions sont nettement différentes: les basses énergies, dominées par les simples diffusions et l'importance qu'y jouent les résonances; les énergies intermédiaires, où la multiplicité des secondaires est faible et où leur production se fait principalement par l'intermédiaire des états résonnants; enfin la région des grandes énergies où de nombreuses voies sont ouvertes, mais où les propriétés de chacune ne varient que peu avec l'énergie. Le passage de l'une à l'autre de ces régions est, bien entendu, continu.

On peut également caractériser la dernière par une énergie du centre des moments grande comparativement aux masses des particules élémentaires ou états résonnants connus, c'est-à-dire située bien au-dessus du Gev, correspondant à des moments dans le laboratoire supérieurs à 3 - 4 Gev/c.

Les informations expérimentales dans le domaine des grandes énergies proviennent des rayons cosmiques et surtout des accélérateurs de particules allant jusqu'à 30 Gev: elles sont encore assez réduites en comparaison des énergies plus basses. L'étude théorique de ces phénomènes se situe à un stade phénoménologique, s'appuyant surtout sur les principes généraux de la mécanique quantique, et pose encore de nombreuses interrogations.

Parmi les collisions observées on distingue le processus élastique de type  $A + B \rightarrow A + B$ , (qui représente environ 20 o/o des collisions) et les processus inélastiques (80 o/o), parmi lesquels les collisions à 2 corps  $A + B \rightarrow C + D$  (échanges de charge par exemple) ne représentant qu'une petite fraction, les collisions de grande multiplicité ou "jets", étant les plus fréquentes.

Les faits expérimentaux les plus marquants sont les suivants :

- La section efficace totale semble constante lorsque l'énergie varie
- Les secondaires produits dans les interactions inélastiques sont principalement des mésons  $\pi$ ; leur moment transverse est distribué indépendamment de l'énergie autour d'une valeur moyenne  $\langle P_T \rangle = 0.4 - 0.5 \text{ GeV}/c$  et leur multiplicité moyenne croît lentement avec l'énergie.
- La diffusion élastique présente un pic très marqué vers l'avant; celui-ci s'interprète comme un pic de diffraction. Dans le cas de la diffusion  $p - p$ , ce pic se rétrécit à mesure que l'énergie augmente.

Nous nous proposons de passer en revue les principales propriétés des diffusions élastiques, ainsi que leurs interprétations théoriques, gardant à l'esprit le fait que ces diffusions sont étroitement reliées aux collisions inélastiques, les deux étant complémentaires pour assurer l'unitarité de la matrice  $S$  :

$$\text{flux incident} = \text{flux des diffusions élastiques} + \text{flux des collisions inélastiques} \quad (1)$$

On négligera les effets dus au spin, vraisemblablement très faibles à ces énergies: on pourra donc toujours considérer deux particules comme distinctes (cas des collisions  $p - p$ ).

## II) SECTIONS EFFICACES TOTALES

La constance des sections efficaces totales est illustrée par la figure 1 où sont représentées leurs variations en fonction de l'énergie incidente (lab.) pour les collisions  $\pi^+ - p$ ,  $K^+ - p$ ,  $p - p$ ,  $\bar{p} - p$ , obtenues par diverses expériences (9).

Il existe également des mesures de sections efficaces sur neutrons : on peut les déduire pour une particule  $x_1$  de celles sur protons et deutérium par la formule de Glauber :

$$\sigma(x - d) = \sigma(x - p) + \sigma(x - n) - \frac{1}{4\pi} \langle r^{-2} \rangle \sigma(x - p) \sigma(x - n) \quad (2)$$

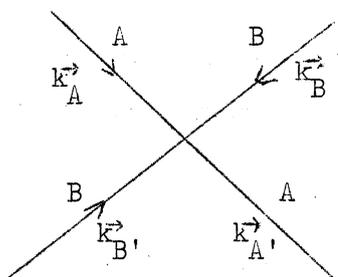
( $\langle r^{-2} \rangle$  est le rayon quadratique moyen inverse de la distance  $n - p$  dans le deutéron), cette formule étant bien vérifiée expérimentalement.

Les remarques que l'on peut tirer de l'examen des courbes (fig. 1) sont les suivantes :

- a) La dépendance en énergie est monotone et lente, et semble montrer une absence de structure; on peut en fait s'y attendre puisque la longueur d'onde associée au système particule-proton,  $\lambda \sim \frac{0.3}{\sqrt{P_L}}$  fermi ( $P_L$  = moment de la particule dans le lab.) est petite devant le rayon du proton ( $R \sim 0.8$  fermi); la collision met en jeu des ondes partielles qui vont jusqu'à des moments angulaires de l'ordre de  $L_{\max} = \frac{R}{K}$  : si l'une des ondes partielles entrait en résonance, celle-ci serait masquée par la contribution des ondes non-résonnantes.
- b) Il semble que, au moins entre 10 et 20 Gev, la section efficace totale tende vers une valeur constante, ce qui est compatible avec des observations sur les rayons cosmiques jusqu'à  $10^4$  Gev. Cependant les données n'excluent pas une décroissance lente jusqu'à 0 pour des énergies infinies.
- c) Les sections efficaces des particules négatives sur les protons semblent plus grandes que celles des particules positives correspondantes, avec probablement une convergence à très grande énergie : cette différence est sans doute liée au fait que les premières donnent lieu à plus de voies possibles (échanges de charge, production de particules étranges neutres par exemple) et à la grande multiplicité des voies à très haute énergie.

III) ANALYSE EN ONDES PARTIELLES - THEOREME OPTIQUE

1) Considérons la diffusion élastique de deux particules A et B, d'impulsions  $k^{\vec{r}}$  et  $-k^{\vec{r}}$  dans le C.M.



La conservation de l'énergie et du moment conduit à :

$$\begin{aligned} |k_A^{\vec{r}}| &= |k_B^{\vec{r}}| = |k_A'^{\vec{r}}| = |k_B'^{\vec{r}}| = k \\ \epsilon_A &= \sqrt{m_A^2 + k^2}, \quad \epsilon_B = \sqrt{m_B^2 + k^2} \end{aligned} \quad (3)$$

La fonction d'onde  $\Psi(\vec{r}_A, \vec{r}_B)$  qui décrit le système se sépare en deux parties, l'une dépendant de la position du centre des moments ( $\vec{R}_{C.M} = \frac{\epsilon_A \vec{r}_A + \epsilon_B \vec{r}_B}{\epsilon_A + \epsilon_B}$ ), et l'autre de la position relative  $\vec{r} = \vec{r}_A - \vec{r}_B$  : cette dernière seule nous intéresse. En dehors de la portée de l'interaction, elle s'écrit comme somme de l'onde incidente et de l'onde diffusée :

$$\Psi_{AB} \simeq e^{i k^{\vec{r}} \vec{r}} + \frac{e^{i k^{\vec{r}} \vec{r}}}{2 k^{\vec{r}} \vec{r}} f(k, \theta) \quad (4)$$

( $\theta$  étant l'angle  $(\vec{r}, k^{\vec{r}})$ ), où  $f(k, \theta)$  représente l'amplitude de diffusion; définissons les quantités :

$s = (\epsilon_A + \epsilon_B)^2 =$  carré de l'énergie totale du C.M.

$t = -q^2 =$  carré-nég. du quadri moment de transfert,  $q^2 = (k_A^{\vec{r}} - k_A'^{\vec{r}})^2 - (\epsilon_A - \epsilon_A')^2$   
soit  $t = -2k^2(1 - \cos \theta)$ .

L'amplitude de diffusion s'écrit alors :  $T(s, t)$ .

Analyse de l'amplitude  $f(k, \theta)$  en ondes partielles :

$$f(k, \theta) = i \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) \eta_{\ell} P_{\ell}(\cos \theta) \quad (5)$$

où les  $P_{\ell}(\cos \theta)$  sont des polynomes de Legendre, et les  $\eta_{\ell}$  sont des quantités complexes, fonction de  $k$  et du paramètre d'impact  $p = \frac{\ell}{k}$  : les  $i \eta_{\ell}$  sont les amplitudes partielles de diffusion.

La section efficace différentielle de la diffusion élastique s'écrit :

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \frac{1}{4k^2} \left| f(k, \theta) \right|^2, \text{ soit} \quad (6)$$

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \frac{1}{4k^2} \left| \sum (2\ell + 1) \eta_\ell P_\ell(\cos \theta) \right|^2 \quad (7)$$

La section efficace totale de la diffusion élastique est :

$$\sigma_{tot. el} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{\pi}{k^2} \sum (2\ell + 1) \left| \eta_\ell \right|^2 \quad (8)$$

en utilisant l'orthogonalité des polynômes de Legendre.

La section efficace des collisions inélastiques s'obtient en considérant la relation (1) et en décomposant l'onde asymptotique de la diffusion élastique en une onde entrante et une onde sortante :

$$\Psi_{AB} = \Psi_{in} + \Psi_{out}$$

$$\Psi_{in} = \frac{e^{-i \vec{k} \cdot \vec{r}}}{2 \vec{k} \cdot \vec{r}} i \sum_{\ell} (2\ell + 1) (-1)^{\ell} P_{\ell}(\cos \theta) \quad (9)$$

$$\Psi_{out} = \frac{e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}}}{2 \vec{k} \cdot \vec{r}} i \sum_{\ell} (2\ell + 1) (\eta_{\ell} - 1) P_{\ell}(\cos \theta)$$

On en déduit les flux correspondants, d'où le flux sortant des collisions inélastiques et finalement la section efficace inélastique :

$$\sigma_{inel} = \frac{1}{4k^2} \int \left\{ \left| \sum_{\ell} (2\ell + 1) (-1)^{\ell} P_{\ell}(\cos \theta) \right|^2 - \left| \sum_{\ell} (2\ell + 1) (\eta_{\ell} - 1) P_{\ell}(\cos \theta) \right|^2 \right\} d\Omega \quad (10)$$

$$= \frac{\pi}{k^2} \sum (2\ell + 1) (1 - |\eta_{\ell} - 1|^2) \quad (11)$$

$$= \frac{\pi}{k^2} \sum (2\ell + 1) \left[ 2 \operatorname{Re} \eta_{\ell} - |\eta_{\ell}|^2 \right] \quad (12)$$

La section efficace totale est :

$$\sigma_T = \sigma_{el} + \sigma_{inel} = \frac{2\pi}{k^2} \sum (2\ell + 1) \operatorname{Re} \eta_\ell \quad (13)$$

Or, puisque  $P_\ell(1) = 1$ , on a

$$f(k,0) = i \sum (2\ell + 1) \eta_\ell \quad (14)$$

d'où la relation qui constitue le théorème optique, reliant la section efficace totale à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion vers l'avant :

$$\boxed{\sigma_T = \frac{2\pi}{k^2} \operatorname{Im} f(k,0)} \quad (15)$$

Remarque : l'unitarité (ou conservation du flux total) imposant  $\sigma < \frac{\pi}{k^2}$  pour chaque  $\ell$ , on a d'après (11) :

$$|\eta_\ell - 1| \leq 1 \quad (16)$$

si l'on représente  $\eta_\ell$  par  $\eta_\ell = 1 - e^{2i\delta_\ell}$  (17)

où  $\delta_\ell$  représente le déphasage, l'inégalité (16) entraîne  $\operatorname{Im} \delta_\ell \geq 0$  (18)

L'égalité correspond à  $\sigma_{inel} = 0$ , c'est-à-dire à la région d'énergie en-dessous du seuil inélastique. Le signe d'inégalité correspond à la contribution des processus inélastiques.

## 2) Relation entre la matrice S et l'amplitude de diffusion

La matrice S est définie par  $|\Psi_f\rangle = S |\Psi_i\rangle$

On définit également T par  $S = 1 + iT$

L'unitarité donne :  $S^+S = SS^+ = 1$

$$T^+T = TT^+$$

Pour la diffusion  $A + B \rightarrow C + D$ , on définit l'élément de matrice de transition :

$$\langle k'_C k'_D | T | k_A k_B \rangle = \frac{\delta^4 (k'_C + k'_D - k_A - k_B)}{\sqrt{\epsilon'_C \epsilon'_D \epsilon_A \epsilon_B}} \langle k'_C k'_D | \tilde{C} | k_A k_B \rangle \quad (19)$$

L'élément de matrice au second membre est ainsi invariant de Lorentz et  $\mathcal{T}$  est appelé amplitude relativiste.

Dans le cas de la réaction élastique, on a :

$$\sigma_T = \frac{8 \pi^2}{k s^{1/2}} \text{Im } T(s, 0) \quad (20)$$

$$\left( \frac{d\sigma}{dr} \right)_{A+B \rightarrow A+B} = \frac{4 \pi^3}{k^2 s} |T(s, t)|^2 \quad (21)$$

où  $T(s, t)$  est l'élément de matrice de l'amplitude relativiste

$$T(s, t) = \langle k'_A k'_B | \mathcal{T} | k_A k_B \rangle. \quad (22)$$

#### IV) PIC DE DIFFRACTION DANS LA DIFFUSION ELASTIQUE

##### 1) Situation expérimentale

Des expériences, au moyen de compteurs, chambres à étincelles et chambres à bulles ont été effectuées sur des  $\pi$  et des protons pour étudier le comportement de la section efficace différentielle élastique en fonction du moment de transfert <sup>(9)</sup>. La figure 2 reproduit ces données: elles montrent un pic très prononcé aux faibles transferts, c'est-à-dire vers l'avant: pour une variation de  $-t$  de 0 à 1 (Gev/c)<sup>2</sup>, la section efficace décroît d'environ 4 ordres de grandeur.

Le deuxième fait marquant est la différence de comportement entre les diffusions  $p - p$  et les diffusions  $\pi - p$ , lorsqu'on fait varier l'énergie incidente (fig. 2): les diffusions  $p - p$  présentent une très nette réduction du pic de diffraction quand l'énergie augmente, alors que les diffusions  $\pi - p$  ne montrent pas trace d'une telle réduction.

Le pic observé dont l'aire contient pratiquement toute la section efficace élastique est appelé pic de diffraction, en analogie avec l'optique. En effet, l'importance des interactions avec production de secondaires et l'ouverture de nombreuses voies causent une très forte absorption de l'onde incidente; à grande énergie, où les sections efficaces de chaque voie sont très réduites, on s'attend à ce que, à cause de l'absorption, les effets de diffraction décrits par Fraunhofer deviennent importants et produisent des diffusions. Le pic observé étant caractéristique de la diffraction, la question est donc de savoir si toute la diffusion élastique est due à la diffraction ou si une part peut être provoquée par un potentiel. Il convient de remarquer que cette diffusion de diffraction fournit une information sur l'ensemble des phénomènes de production qui en sont la cause.

Nous décrirons maintenant les faits observés d'une façon phénoménologique.

##### 2) Caractère imaginaire de l'amplitude de diffusion

Le théorème optique fournit une relation entre la section efficace différentielle élastique vers l'avant et la section efficace totale :

$$\left( \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} \right)_0 \gg \frac{k^2}{16\pi^2} \sigma_T^2 \quad \text{soit} \quad \left( - \frac{d\sigma_{el}}{dt} \right)_{t=0} \gg \frac{\sigma_T^2}{16\pi} \quad (23)$$

La valeur à droite de l'inégalité est appelée valeur optique. Si l'on a le signe égal, l'amplitude de diffusion vers l'avant est purement imaginaire. Définissons le paramètre  $\xi$  :

$$\xi = \frac{\text{Re}^2 f(k,0) + \text{Im}^2 f(k,0)}{\text{Im}^2 f(k,0)} \quad (24)$$

on a  $\xi = 1$  si  $\text{Re} f(k,0) = 0$ , sinon  
 $\xi > 1$

$$\left( - \frac{d\sigma_{el}}{dt} \right)_{t=0} = \frac{\pi}{4 k^4} |f(k,0)|^2 = \frac{\pi}{4 k^4} \text{Im}^2 f(k,0) \xi = \frac{1}{16 \pi} \sigma_T^2 \xi \quad (25)$$

Il se trouve qu'à  $t = 0$ , la valeur optique est atteinte par les sections efficaces, pour toutes les particules incidentes (donc  $\xi = 1$ ) à 20 o/o près : on en déduit que, à  $t = 0$ , l'amplitude de diffusion semble purement imaginaire (7).

Cependant,  $\left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0}$  n'est pas obtenue par mesure directe mais par extrapolation des points expérimentaux obtenus pour  $-t > 0.01 - 0.02 \text{ (Gev/c)}^2$ , à partir de la forme ajustée de  $\frac{d\sigma_{el}}{dt}$  :

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = A e^{-bt - ct^2}$$

Divers résultats d'extrapolation à  $t = 0$  sont représentés en fig. 3 (11). Les données de  $\pi^- - p$  sont très consistantes avec la valeur optique pour des moments incidents entre 7 et 19 Gev/c (9); celles de  $\pi^+ - p$  et  $p - p$  semblent toutefois présenter une légère différence entre 7 et 15 Gev/c : Foley et al (11) en déduisent l'existence d'une partie réelle de l'amplitude de diffusion, à moins que ça ne soit, dans le cas  $p - p$ , une dépendance de spin.

### 3) Paramétrisation de la section efficace différentielle et détermination de $\eta$

La dépendance  $t$  des sections efficaces différentielles des diffusions élastiques peut se paramétrer par :

$$\left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{el} / \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{el, t=0} = \left| \frac{f(k,0)^2}{f(k,0)} \right| = e^{-bt - ct^2} \quad (26)$$

où  $ct^2$  représente une petite correction. Cette représentation reproduit bien les données pour  $0.5 < -bt < 10$  à 15. La constante  $b$  est de l'ordre de  $10 \text{ (Gev/c)}^{-2}$  et  $c$  est tel que  $\frac{c}{b^2} \approx 0.02$  à  $0.04$ .

Le tableau 1 donne les valeurs de  $b$  pour les diffusions de  $\pi, K, p$  sur protons.

Tableau 1

|             | b  | variations de b avec l'énergie |
|-------------|----|--------------------------------|
| p p         | 10 | ↗                              |
| $\bar{p}$ p | 12 | ↘                              |
| $\pi^+$ p   | 9  | ↗                              |
| $K^+$ p     | 6  | ↗                              |
| $K^-$ p     | 10 | ?                              |

A partir de (26) on peut déterminer  $\eta_{\ell}$  à grande énergie dans l'intervalle de  $t$  correspondant, en utilisant la relation (7) et le théorème optique.  $\rho = \frac{\ell}{k}$  étant le paramètre d'impact, le calcul conduit à :

$$\eta_{\ell} = \eta_{k\rho} = \frac{\sigma_T}{4 \pi b} e^{-\frac{\rho^2}{2b}} \quad (\text{en négligeant } c) \quad (27)$$

#### 4.) Modèle optique

Dans le modèle optique, la formule de diffraction est :

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right) = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} e^{-\left(\frac{R}{2}\right)^2 |t|}$$

Le modèle optique est la limite géométrique des phénomènes d'ondes à grande énergie, lorsque la longueur d'onde est petite devant la région de l'interaction : cette dernière est représentée par un potentiel  $u(r) + i v(r)$ .

On peut obtenir la fonction d'onde dans ce modèle :

$$\Psi_{AB}^{\text{sortant}} = e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}} e^{-2 \chi(\rho)}$$

avec  $\chi(\rho) = 2i \int_{\rho}^{\infty} \frac{\mu(r) + i v(\vec{r})}{\sqrt{r^2 - \rho^2}} dr$   $\rho$  étant le paramètre d'impact  
 $\rho = \frac{\ell}{k}$

le déphasage de l'onde  $\ell$  est alors  $e^{2i\delta_{\ell}} = 1 - \eta_{\ell}$  ; il n'est autre que  $e^{-2\chi(\rho)}$ , d'où :

$$1 - \eta_{k\rho} = e^{-2\chi(\rho)}$$

Une amplitude purement imaginaire correspond à un  $\eta_{\ell}$  réel, donc à  $u(r) = 0$ , c'est-à-dire à un potentiel purement absorbant. La condition d'unitarité exige (16) d'où  $\chi(\rho) \gg 0$ , c'est-à-dire  $v(\vec{r}) < 0$ . Une absorption forte conduit à :

$$\chi(\rho) \gg 1, \text{ soit } 1 - \eta_{\ell} = 0$$

Dans le cas de la diffusion  $p - p$ , on a  $\eta_{\ell} = \left(\frac{40}{49}\right) e^{-\rho^2/2 b}$ , c'est-à-dire à  $\rho = 0$  une absorption presque complète, alors que pour la diffusion  $\pi - p$ , même à  $\rho = 0$ , elle n'est pas complète.

Il s'ensuit que la diffusion  $p - p$  peut être approximativement décrite comme résultant de la diffraction du proton incident par une sphère absorbante de rayon  $2\sqrt{b}$  (en effet, la section droite de cette sphère est  $45 \times 10^{-27} \text{ cm}^2$ , à peu près égale à la section efficace totale  $40 \times 10^{-27} \text{ cm}^2$ ) : la diffusion élastique apparaît ainsi comme due surtout à ce phénomène de diffraction.

Cependant, la sphère noire n'est pas suffisante pour expliquer la diffusion  $\pi - p$ , ni la réduction du pic de diffraction  $p - p$  avec l'énergie; cette dernière peut se représenter classiquement par une augmentation avec l'énergie à la fois de la dimension et de la transparence du proton.

De plus, le modèle de la sphère noire devrait donner des anneaux de diffraction, c'est-à-dire des pics secondaires dans  $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)$  ce qui n'est pas le cas.

### 5) Les pôles de Regge

Nous mentionnerons simplement, surtout pour son intérêt historique, l'analyse de la diffusion élastique par les pôles de Regge : elle a dominé pendant un temps les considérations sur ces phénomènes (Conférence du CERN en 1962), mais s'est révélée finalement insuffisante. Dans la configuration de Regge <sup>(17)</sup>, étendue par Chew et Frantschi <sup>(16)</sup>, l'amplitude de diffusion peut se mettre sous la forme asymptotique <sup>(18)</sup>:

$$\lim_{s \rightarrow \infty} T(s, t) \frac{1 + e^{-i\pi\alpha(t)}}{2 \sin \pi\alpha(t)} \beta(t) s^{\alpha(t)} \quad (28)$$

où  $\alpha(t)$  a la signification d'un pôle dans la continuation analytique du moment angulaire.

Le pôle dominant dans la diffusion élastique à grande énergie est le pôle de Pomeranchuk dont la trajectoire s'écrit  $\alpha(t) = 1 + \beta t$ , ( $\beta = \text{constante}$ ) avec les nombres quantiques du vide : il conduit à une section efficace :

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{el} = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{el, t=0} F(t) \left(\frac{s}{2M^2}\right)^{2(\alpha(t)-1)} \quad (29)$$

dans la région des très grandes énergies (forme asymptotique) et pour  $|t| < 0.5 \text{ (Gev/c)}^2$ .

La prédiction principale est une réduction du pic de diffraction pour une augmentation de l'énergie : en effet :

$$\frac{d\sigma(s_1, t)}{d\sigma(s_2, t)} \rightarrow \left(\frac{s_1}{s_2}\right)^{2(\alpha(t)-1)} < 1 \quad (30)$$

pour  $s_1 > s_2$ , car  $\frac{d\alpha(t)}{dt} > 0$ .

Cette prédiction, ainsi que d'autres, sont en désaccord avec les données expérimentales (les diffusions  $p-p$  et  $\pi-p$  se comportant différemment).

V) RECHERCHE D'UNE PARTIE REELLE DE L'AMPLITUDE DE DIFFUSION A  $t = 0$

Nous avons mentionné que la valeur atteinte par la section efficace différentielle pour la diffusion élastique à  $t = 0$ , qui n'est autre que la valeur optique, est extrapolée à partir des résultats obtenus pour  $0.02 < -t < 1$  (Gev/c)<sup>2</sup>, (la limite inférieure correspond à  $\theta = 14$  mrad pour  $p_0 = 10$  Gev/c). En principe, pour des angles nettement inférieurs à cette limite, l'influence de l'interaction coulombienne devient appréciable : l'amplitude coulombienne a l'ordre le plus bas étant réelle, si l'amplitude de diffusion de l'interaction forte est, à  $t = 0$ , purement imaginaire, il ne doit pas y avoir d'interférence entre les deux amplitudes et

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left( \frac{d\sigma_{el}}{dt} \right)_{\text{int. fortes}} + \left( \frac{d\sigma_{el}}{dt} \right)_{\text{int. coul.}}$$

avec

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \frac{4 \pi \alpha^2}{t^2} \quad (\alpha = \frac{1}{137}).$$

si au contraire l'amplitude due à l'interaction forte contient une partie réelle, on doit observer une interférence entre les deux interactions; en particulier dès que  $-t \sim 0.002$ , l'interaction coulombienne devient particulièrement importante. Ceci offre une ligne de recherche possible pour détecter une éventuelle partie réelle de l'amplitude de diffusion, en étudiant les variations de  $\left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{el}$  avec  $t$  (ou  $\theta$ ) dans la région des très petits angles.

Les données expérimentales ne sont pas très nombreuses. V.A. Bull et D.A. Garbut (12) ont observé dans des émulsions, pour la diffusion  $p - p$  à 19.2 Gev/c, une différence avec la valeur optique de  $60 \pm 24$  o/o. D'autres mesures avec des émulsions (rapportées par (9)) à 13 et 10.9 Gev/c semblent également montrer une croissance rapide au-dessus de la valeur optique pour  $-t > 0.01$  (Gev/c)<sup>2</sup>. Les expérimentateurs en concluent que ou bien l'amplitude de diffusion a une partie réelle, interférant de façon "constructive" avec l'interaction coulombienne, ou bien il s'agit d'un effet de spin : les amplitudes de diffusion des états de triplet et de singulet seraient différentes; ou encore il y aurait présence des deux effets. Dans la première hypothèse, l'ajustement des données montrerait une grande dépendance angulaire de la partie réelle, et dans la seconde,

l'amplitude d'état singulet décroîtrait plus vite avec l'angle que celle d'état triplet.

Cependant les résultats proviennent de noyaux complexes où les problèmes de bruit de fond, quoiqu'en principe évités, peuvent jouer un rôle; des précisions importantes seront données quand on aura étudié les diffusions  $p - p$  et  $\pi - p$  à ces très petits angles dans l'hydrogène.

VI) DIFFUSION ELASTIQUE A GRAND ANGLE. ( $-t > 1 \text{ GeV}/c$ )

Les seules données expérimentales actuellement disponibles concernent les diffusion  $p - p$  (6,7,8). Nous discuterons séparément, en suivant Cocconi (14), la diffusion à grand angle ( $\theta_{c.m.} > 65^\circ$ ) et celle aux angles intermédiaires ( $20^\circ < \theta < 65^\circ$ ).

1) Diffusion à grand angle ( $\theta > 65^\circ$ )

Les faits expérimentaux sont les suivants : à  $p_0$  (quantité de mouvement de la particule dans le lab) fixé, la section efficace différentielle s'étale dès que  $\theta > 65^\circ$  environ montrant une quasi isotropie dans le C.M. (pour deux particules identiques, on s'attendrait à un minimum à  $\theta = 90^\circ$ ; ce comportement est donc particulier); la section efficace différentielle dépend très fortement de l'énergie: pour  $p_0$  croissant de 11 à 31 GeV/c,  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  décroît d'un facteur  $2.5 \times 10^3$ .

On a proposé une interprétation statistique de ces faits : la diffusion élastique à grand angle résulterait de la formation d'un état composé, se désintégrant en un nombre élevé,  $N$ , de modes, tous inélastiques sauf un. Dans ce cas on aurait :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq \frac{\sigma_{\text{comp}}}{2\pi} \frac{1}{N} \quad (31)$$

$\sigma_{\text{comp}}$  étant la section efficace (supposée indépendante de l'énergie) de formation de l'état composé. En introduisant une entropie du système  $S(W)$ ,  $W$  étant l'énergie totale du C.M. (on a pour les protons  $W \sim 1.41 \sqrt{p_0}$  GeV) et une température  $T$ , les relations de thermodynamique donnent :

$$N = e^{S(W)}, \quad \frac{dS}{dW} = \frac{1}{T}; \quad (32)$$

si  $S = a W^n$ , il s'ensuit que  $\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim e^{-a W^n}$  et  $T = \frac{1}{n a W^{n-1}}$

$n$  caractérise le "gaz" du système composé; la section efficace expérimentale peut être ajustée avec  $n = 1$  ou également  $n = \frac{1}{2}$ . Pour le choix  $n = 1$ , la section efficace à  $\theta > 65^\circ$  est exprimée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta > 65^\circ) = 10^{-24.6} e^{-3.38 W} \quad (33)$$

Le rapport expérimental  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(W_2) / \frac{d\sigma}{d\Omega}(W_1)$  fournit une valeur de T indépendante de n. En effet :

$$\frac{d\sigma/d\Omega(W_1)}{d\sigma/d\Omega(W_2)} = e^{a(W_2^n - W_1^n)} = e^{a n \Delta W \langle W \rangle^{n-1}} = e^B$$

d'où

$$T = \frac{1}{n a \langle W \rangle^{n-1}} = \frac{\Delta W}{B} \quad \text{indépendant de n.} \quad (34)$$

Pour  $p_0$  variant de 11 à 31 Gev :  $T = 2.15 \cdot m_\pi$ . Pour évaluer le nombre d'états, N, un modèle statistique développé par Hagedorn (19) fournit

$$N = e^{3.30 (W - 1.38)}, \quad \text{d'où } T = 2.18 m_\pi.$$

Dans ce cas, on obtient en utilisant les sections efficaces expérimentales :

$$\sigma_{\text{comp}} = 10^{-26.8} \text{ cm}^2 \sim \frac{1}{13} \text{ de la section efficace d'absorption des protons}$$

Il s'ensuit qu'un modèle statistique peut effectivement rendre compte de la diffusion élastique à grand angle des protons.

## 2) Diffusion aux angles intermédiaires ( $20^\circ < \theta < 65^\circ$ )

Les données aux valeurs intermédiaires de  $t$  peuvent également être ajustées statistiquement par des expressions mathématiques relativement simples. Toutefois ces "fits" ne sont pas uniques : il y a par exemple l'expression déjà valable pour les grands angles :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 10^{-24.6} e^{-3.38 W} \quad (35)$$

soit, de façon moins bonne

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 10^{-24.6} e^{-3.59 W \sin \theta} \quad (36)$$

soit encore

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 10^{-40.8} e^{-(10. + 7.36 \sin \theta) \sqrt{W}}. \quad (37)$$

En tout cas un potentiel de Yukawa purement absorbant donnerait une loi

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} t^{-6}, \quad \text{difficilement compatible avec les données.}$$

On peut également mettre  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  ( $0^\circ < \theta < 90^\circ$ ) sous forme d'une somme de trois exponentielles fonctions de  $p_T^2$  : celles-ci peuvent être interprétées comme le résultat d'une diffusion de diffraction des protons par trois régions différentes (14).

Enfin, la formule (36) permet d'obtenir une distribution en moment de transverse des protons de recul semblable à celle trouvée empiriquement pour les secondaires des interactions p - p inélastiques:

$$f(p_T) dp_T \sim p_T e^{-\frac{p_T}{0.17}} dp_T. \quad (38)$$

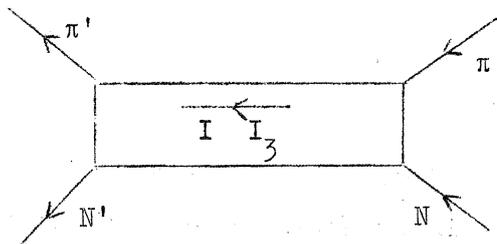
L'interprétation des résultats à ces angles intermédiaires est donc difficile; il est probable que divers phénomènes contribuent : diffusion de diffraction, diffusion par un potentiel, diffusion statistique...

En conclusion de ce paragraphe sur la diffusion à grand angle, il semble que les questions de savoir si le modèle statistique est bien responsable de la diffusion p - p et du comportement des diffusions  $\pi - p$  et  $K_p$ , attendent encore des expériences de plus grande précision.

VII) DOMINANCE DES AMPLITUDES D'ECHANGE DANS LA DIFFUSION ELASTIQUE

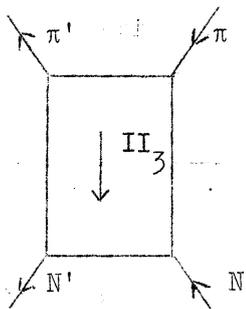
1) Diffusion d'échange

Considérons les diffusions pion - nucléon  $\pi - N$  par exemple : à côté de la diffusion élastique  $\pi^- p$  ou  $\pi^+ p$ , on peut avoir l'échange de charge  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ , qui est également une diffusion d'échange où les particules restent les mêmes après l'interaction à part une redistribution des nombres quantiques internes. L'isospin étant un bon nombre quantique pour les interactions fortes, on peut considérer la diffusion  $\pi - N$  comme :



On a deux amplitudes indépendantes  $u_I(s,t)$  pour  $I = 1/2$  et  $3/2$  : par le moyen des coefficients de Clebsch-Gordon on peut représenter tout processus  $\pi - N$  en fonction de ces amplitudes  $u_{1/2}$  et  $u_{3/2}$ .

Cependant, on pourrait considérer un autre diagramme, illustrant le spin isotopique "d'échange" :



Les deux amplitudes indépendantes sont maintenant  $v_0(s,t)$  et  $v_1(s,t)$ .

On a :

$$\begin{aligned} \langle \pi^+ p | \mathcal{T} | \pi^+ p \rangle &= v_0 - \frac{1}{\sqrt{6}} v_1 = u_{3/2} \\ \langle \pi^- p | \mathcal{T} | \pi^- p \rangle &= v_0 + \frac{1}{\sqrt{6}} v_1 = \frac{2}{3} u_{1/2} + \frac{1}{3} u_{3/2} \\ \langle \pi^- p | \mathcal{T} | \pi^0 p \rangle &= \frac{v_1}{\sqrt{3}} = \frac{\sqrt{2}}{3} (u_{3/2} - u_{1/2}) \end{aligned} \quad (39)$$

2) Dominance des amplitudes d'échange dans la diffusion élastique

Pomeranchuk et Okun' ont démontré le théorème suivant <sup>(2,3)</sup> : "si une amplitude d'échange domine les autres, et si elle n'est pas purement réelle à  $t = 0$ , alors l'amplitude dominante correspond aux nombres quantiques du vide".

De fait si  $v_1$  dominait on aurait dans ce cas  $\frac{v_0}{v_1} \rightarrow 0$ , et les amplitudes élastiques seraient purement réelles à  $t = 0$  (par application du théorème optique), ce qui est contraire à l'expérience (caractère imaginaire de  $T(s,t)$ ). Expérimentalement la réaction d'échange de charge (d'amplitude  $v_1$ ) devient très peu abondante en comparaison de la diffusion élastique, c'est-à-dire  $\frac{v_1}{v_0} \rightarrow 0$ , où  $\frac{u_{3/2}}{u_{1/2}} \rightarrow 1$ .

Ce théorème peut être étendu à tout groupe de symétrie, plus général que celui défini par l'isospin ( $S U_2$ ), sous lequel les interactions fortes sont invariantes (2,15).

VIII) RELATIONS ENTRE LES DIFFUSIONS  $A + B$  ET  $\bar{A} + B$  (THEOREME DE POMERANCHUK)

Nous voulons mentionner dans ce dernier paragraphe les relations entre les diffusions d'une particule  $A$  et de son antiparticule  $\bar{A}$ , par la même particule  $B$ . Nous essaierons d'abord de situer le problème, ensuite donnerons simplement le résultat théorique.

1) Symétrie croisée pour la matrice de diffusion

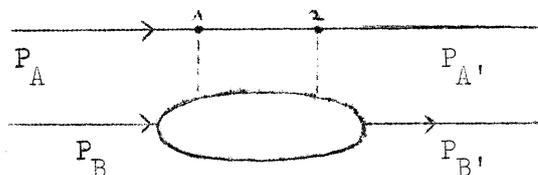
Pour les collisions de  $A$  et  $\bar{A}$ , supposées sans spin, les amplitudes relativistes s'écrivent :

$$A + B \quad : \quad T(s,t) = \langle P'_A, P'_B | \mathcal{T} | P_A, P_B \rangle$$

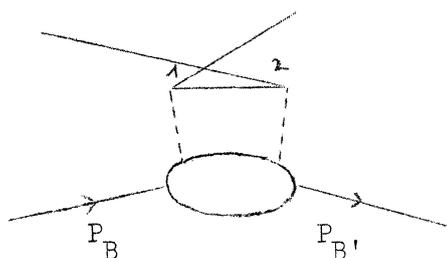
$$\bar{A} + B \quad : \quad \bar{T}(u,t) = \langle P'_A, P'_B | \mathcal{T} | P_{\bar{A}}, P_B \rangle$$

La propriété de symétrie croisée établit une relation entre ces deux amplitudes (où  $s$  et  $u$  représentent les énergies du C.M. et  $t$  les quadrimoments de transfert).

Si l'on considère le diagramme de Feynman pour  $A + B \rightarrow A + B$  :



le diagramme correspondant pour  $\bar{A} + B \rightarrow \bar{A} + B$  s'obtient à partir du premier :



(en effet, les opérateurs  $\phi_A(x)$  et  $\phi_A^+(x)$  intervenant dans le lagrangien, ont une partie à fréquence positive et une autre à fréquence négative; pour  $\phi_A(x)$  la première crée  $A$ , la seconde  $\bar{A}$ , et inversement pour  $\phi_A^+(x)$ ).

La relation est :

$$\bar{T}(P_A^1, P_B^1; P_A^-, P_B^-) = T^* (-P_A^-, P_B^1; -P_A^1, P_B^-) \quad (40)$$

Elle constitue la relation de symétrie croisée. Cependant, on voit que, si le processus  $\bar{A} + B$  est physique (énergies  $> 0$ ), alors  $A + B$  intervenant dans cette relation n'est pas physique : la relation est donc valide seulement s'il y a continuation analytique de la région physique de  $A + B \rightarrow \bar{A} + B$  à la région non-physique : en théorie des perturbations ceci est réalisé, mais c'est plus difficile à prouver en théorie des champs.

Nous ne nous étendrons pas sur cette question. Nous citerons simplement les résultats que l'on peut déduire de cette relation (2).

2) Théorème de Pomeranchuk et extension de Van Hove

Le théorème de Pomeranchuk (4) concerne les sections efficaces totales : il dit que celles-ci sont égales pour les collisions  $A + B$  et  $\bar{A} + B$  dans la limite de grandes énergies, à condition toutefois qu'elles deviennent constantes dans cette même limite :

$$\sigma_T(A + B) = \sigma_T(\bar{A} + B) \quad \text{si } \sigma_T(A + B) \text{ et } \sigma_T(\bar{A} + B) \rightarrow \text{ctes} \quad (41)$$

énergie  $\rightarrow \infty$  énergie  $\rightarrow \infty$

Van Hove a étendu ce théorème aux sections efficaces différentielles élastiques (5,13)

$$\frac{d\sigma}{dt}(A + B)_{el} = \frac{d\sigma}{dt}(\bar{A} + B)_{el}$$

énergie  $\rightarrow \infty$

Nous avons vu effectivement que, expérimentalement,

$$\sigma(\pi^- - p) \rightarrow \sigma(\pi^+ - p)$$

et vraisemblablement

$$\sigma(\bar{p} - p) \rightarrow \sigma(p - p)$$

aux très grandes énergies.

## IX) CONCLUSION

En conclusion, nous pouvons dire que les problèmes de la diffusion élastique des particules à grande énergie sont encore loin d'être éclaircis: on n'a pas encore de théorie pour expliquer les phénomènes de façon absolument satisfaisante. Expérimentalement, de même, tout n'est pas clair: par exemple quelle est exactement la contribution de la partie réelle de l'amplitude de diffusion (interférence des interactions forte et coulombienne à  $t = 0$ ) ? On a besoin aussi d'aller plus haut en énergie: pour la diffusion  $\bar{p} - p$  par exemple, la section efficace totale n'a pas atteint dans la région disponible expérimentalement une valeur constante qui vérifierait le théorème de Pomeranchuk ( $\sigma_{A+B} = \sigma_{\bar{A}+B}$ ); etc..., etc... Autant de questions qui laissent ouverts de très vastes champs de recherches.

M. Paty

/fv

PS/4814

REFERENCES

- 1) G. von Dardel - No 2 del Supplemento al Vol. 25 del Nuovo Cimento, p. 77 (1962).
- 2) L. van Hove - Lectures at CERN, 1964.
- 3) I. Pomeranchuk and L.B. Okun - JETP 30, 423 (1956).
- 4) I. Pomeranchuk - JETP 34, 725 (1958); N.N. Neiman - JETP, 43, 2277 (1963).
- 5) L. van Hove - Phys. Letters 5, 252 (1963); 7, 76 (1963);  
A.A. Logunov, N. van Hien, I.T. Todorov, O.A. Krustalev - Phys. Letters 7, 69 (1963).
- 6) K.J. Foley, S.J. Lindenbaum, W.A. Love, S. Ozaki, J.J. Russel, L.C.L. Yuan -  
Phys. Rev. Letters, 10, 376 (1963).
- 7) A.N. Diddens, E. Lillethun, G. Manning, A.E. Taylor, T.G. Walker, A.M. Wetherell -  
Proc. 1962 Int. Conference on High-Energy Physics at CERN, p. 576; Phys. Rev.  
Letters, 9, 103 (1962).
- 8) G. Cocconi, V.T. Cocconi, A.J. Krish, J. Orear, P. Rubinstein, B.D. Scarl,  
W.F. Baker, E.W. Jenkins, A.L. Read - Phys. Rev. Letters, 11, 499 (1963);  
12, 132 (1964).
- 9) A.M. Wetherell - Proc. Sienna International Conference on Elementary Particles  
(1963), II, p. 104.
- 10) A. Stanghellini - Proc. Sienna International Conference on Elementary Particles  
(1963), vol. II, p. 122.
- 11) K.J. Foley, S.J. Lindenbaum, W.A. Love, S. Ozaki, J.J. Russell, L.C.L. Yuan -  
Proc. Sienna International Conference on Elementary Particles (1963), vol. I, p. 659.
- 12) V.A. Bull and D.A. Garbutt - Phys. Rev. 130, 1182 (1963).
- 13) L. van Hove - Rev. Mod. Phys. 36, 655 (1964).
- 14) G. Cocconi - Nuovo Cimento, 33, 643 (1964).
- 15) D. Amati, L.L. Foldy, A. Stanghellini, L. van Hove - Nuovo Cimento, 32, 1685 (1964).
- 16) G.F. Chew and S.C. Frantschi - Phys. Rev. Letters, 7, 394 (1961).
- 17) T. Regge, - Nuovo Cimento, 14, 951 (1959); 18, 947 (1960).
- 18) V.N. Gribov, - Soviet Physics, JETP, 14, 478 (1962)
- 19) G. Fast, R. Hagedorn - Nuovo Cimento, 27, 208 (1963);  
G. Fast, R. Hagedorn, L.W. Jones - Nuovo Cimento, 27, 856 (1963).

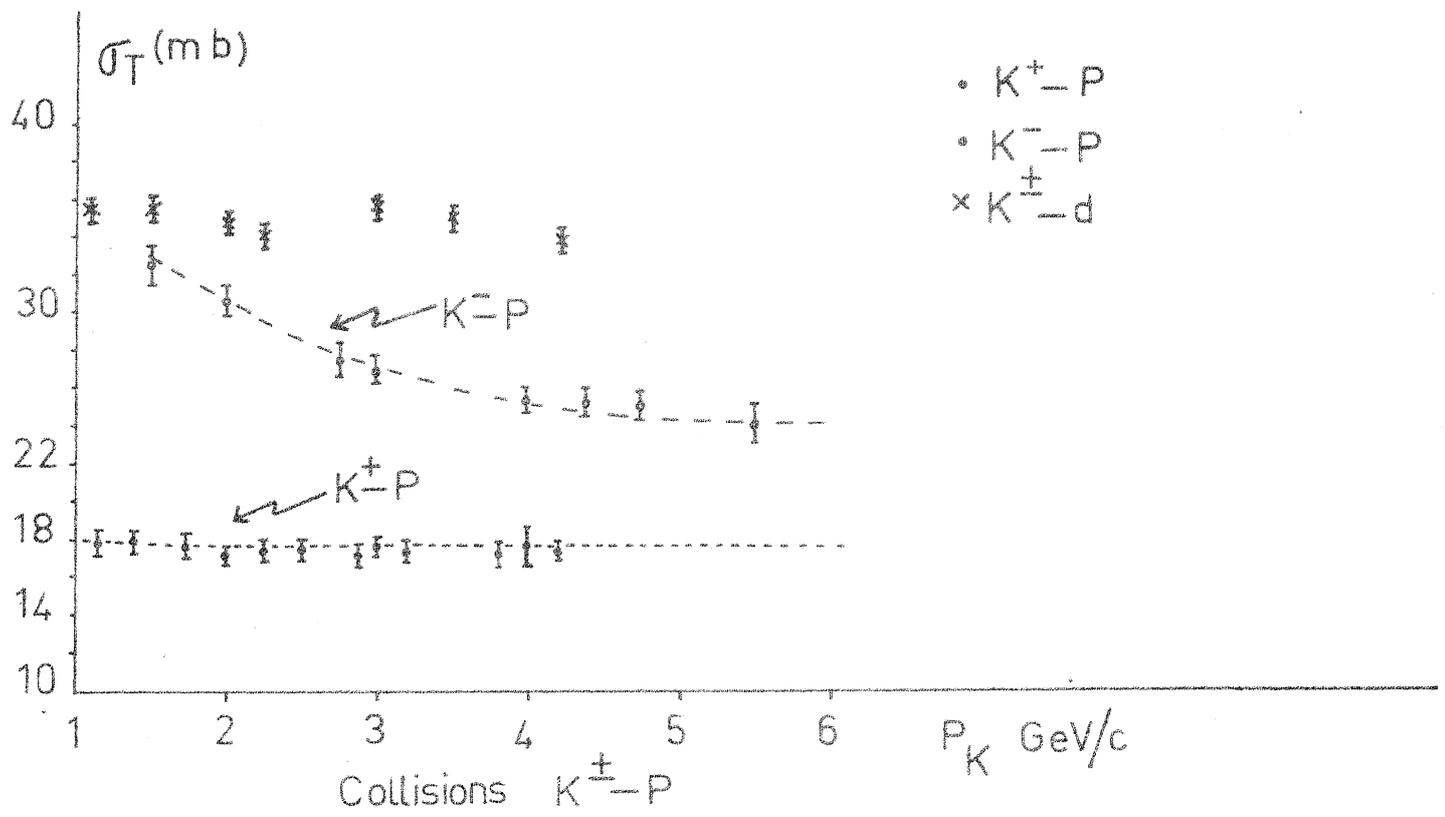


Fig. 1-b

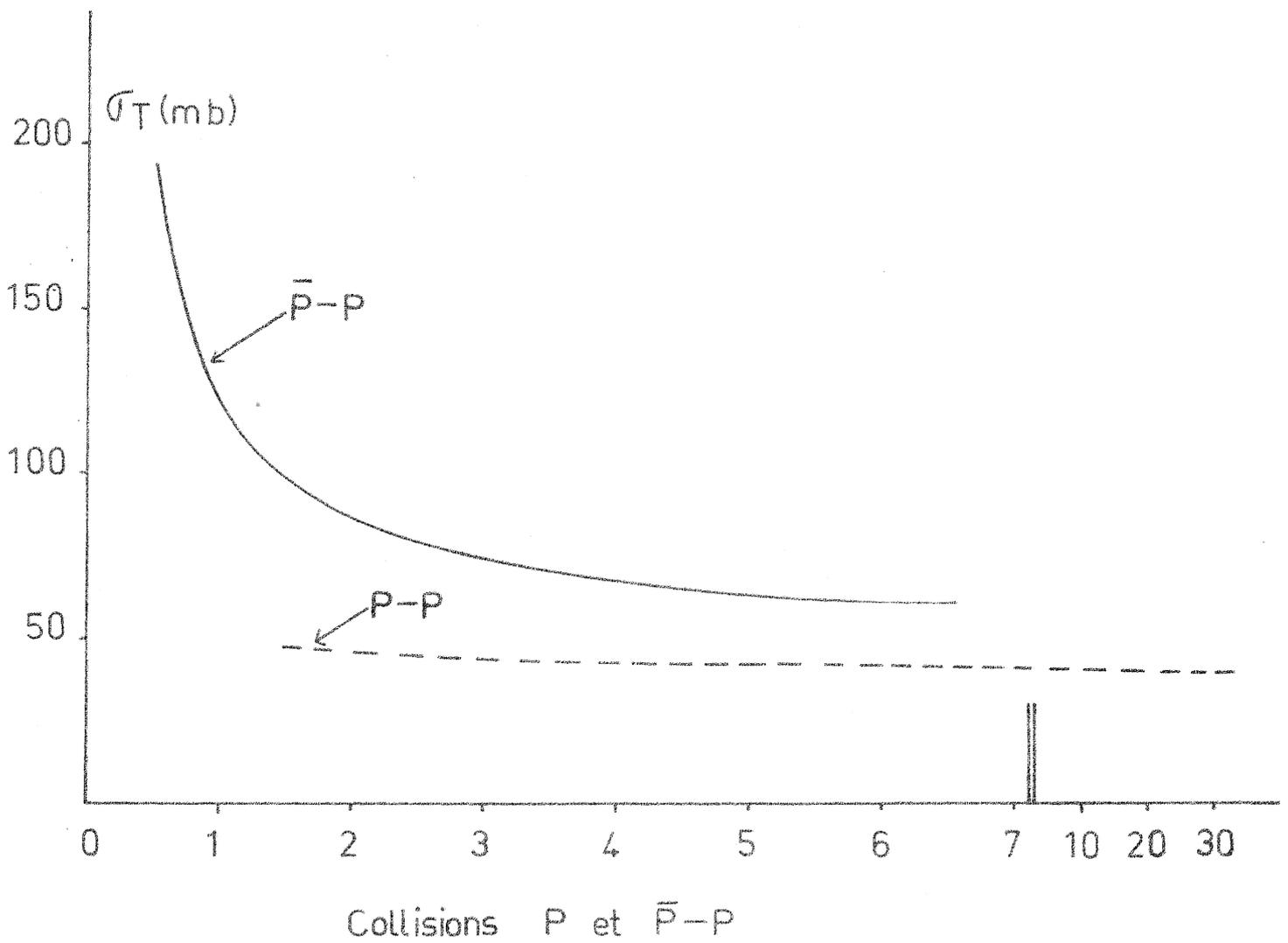


Fig.1-c Sections efficaces totales

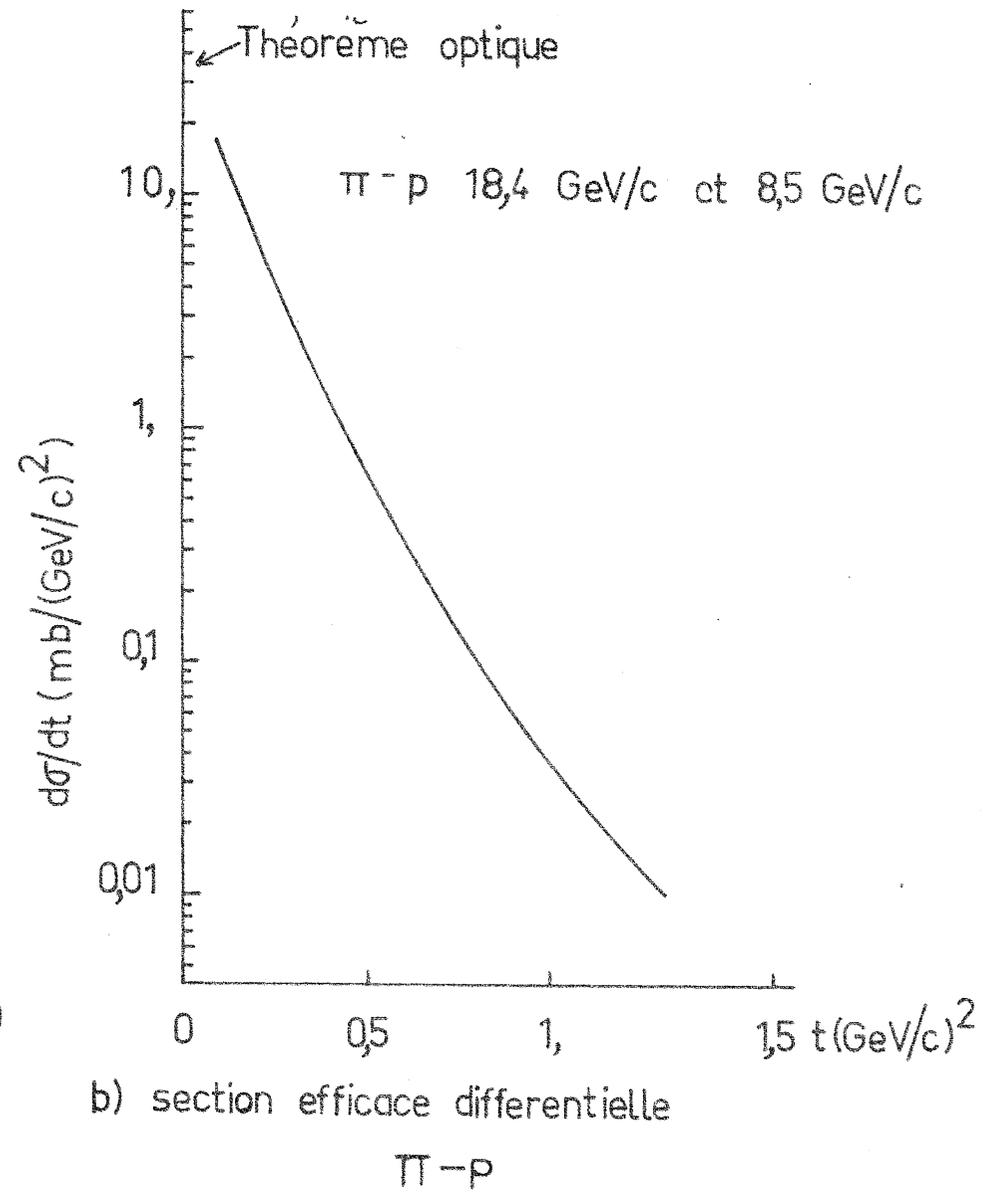
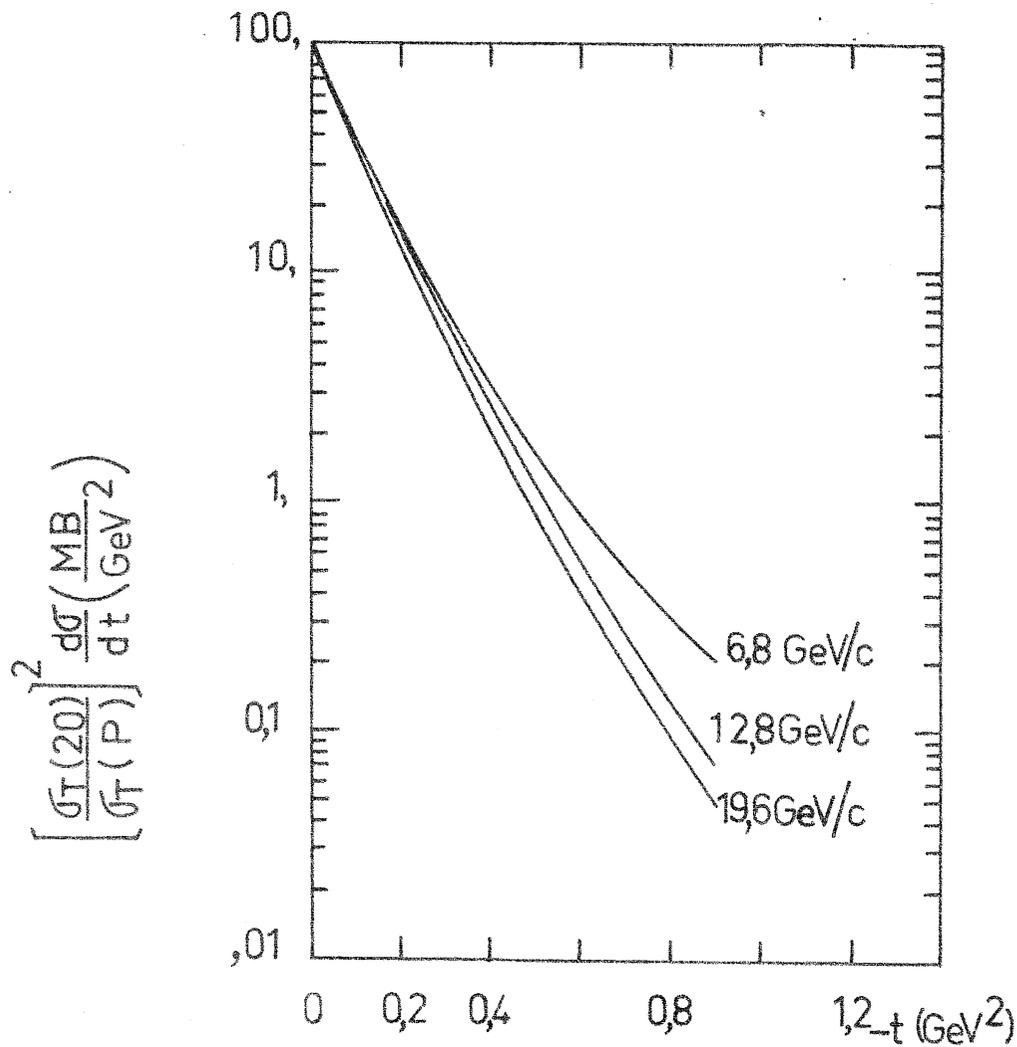


Fig. 2 - (ã partir de ref. 9)

$$\left[ \frac{\sigma_T(20 \text{ GeV/c})}{\sigma_T(P)} \right]^2 \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} \text{ (mb/GeV}^2\text{)}$$

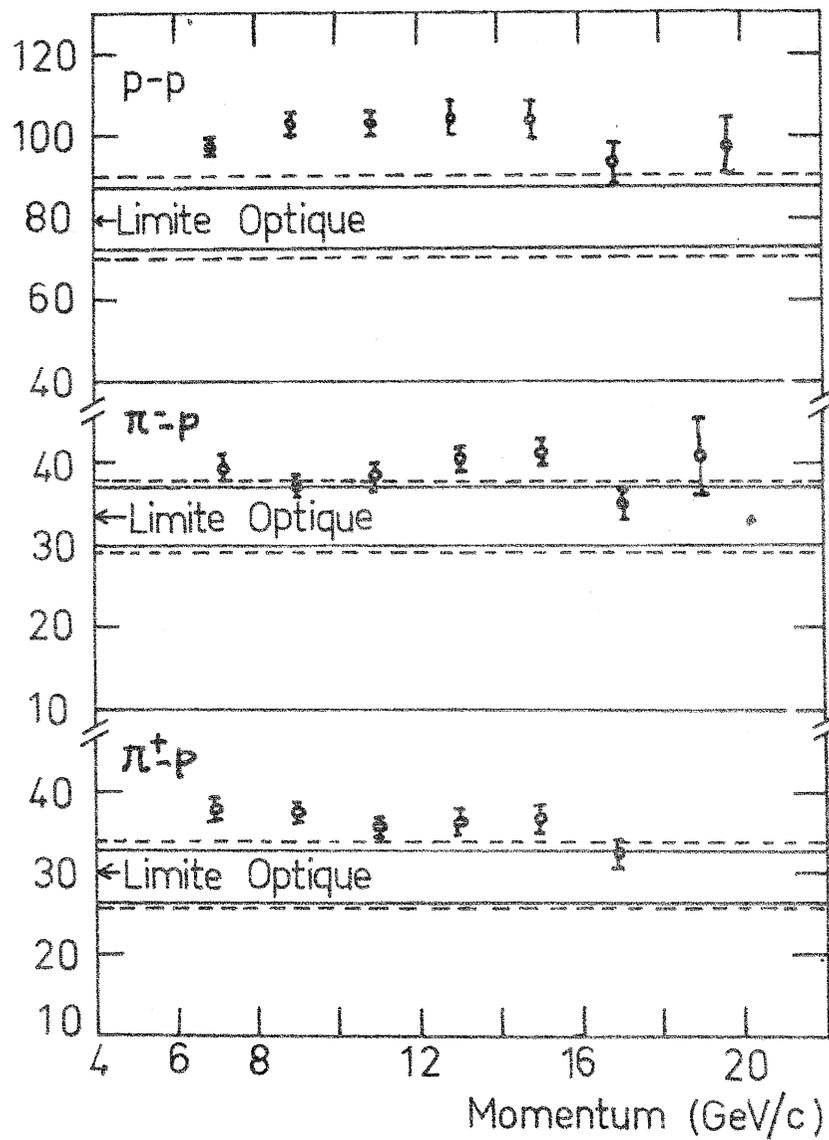


Fig.3 - Extrapolation à  $t=0$  de  $\frac{d\sigma}{dt}$  (9)

Fig. 1-a

