

INFN/AE-71/1
18 Gennaio 1971

G. Giacomelli : FISICA DELLE INTERAZIONI FORTI. SITUAZIONE ATTUALE E PROSPETTIVE PER IL FUTURO. -

(Appunti della Relazione Generale presentata al Congresso di Venezia della S. I. F. - Novembre 1970).

1. - INTRODUZIONE. -

In questa relazione mi propongo di fare il punto sulla situazione sperimentale e fenomenologica per quanto riguarda il campo delle interazioni forti nella fisica delle particelle elementari. Cercherò poi di fornire alcune impressioni sulle prospettive sperimentali per il futuro, in particolare per quanto riguarda il campo dei grandi acceleratori. Mi riferirò ampiamente ai risultati ed alle discussioni della recente conferenza internazionale di Kiev sulla Fisica delle Alte Energie.

Nel tempo a mia disposizione potrò solo dare uno sguardo rapido, qualitativo, superficiale, e forse anche distorto della situazione. Mi scuso per le omissioni e per l'impossibilità di citare tutti gli autori.

Possiamo dividere la fenomenologia delle interazioni forti in due regioni energetiche :

- a) la regione delle basse energie (o delle risonanze) fino a circa 5 GeV;
- b) la regione delle alte energie, per energie superiori a 5 GeV.

Questa suddivisione empirica può essere fatta osservando il comportamento delle sezioni d'urto totali in funzione dell'energia (Figg. 1 e 2)⁽¹⁾ : nella prima regione energetica le sezioni d'urto totali sono caratterizzate dalla presenza di strutture e picchi, molto rilevanti nei sistemi πN e $K^- N$, meno appariscenti in $\bar{p} N$, $K^+ N$ e $p N$. Questi picchi sono di solito interpretati come dovuti a risonanze, forse con l'eccezione dei sistemi $K^+ N$ e $p N$ (sistemi "esotici").

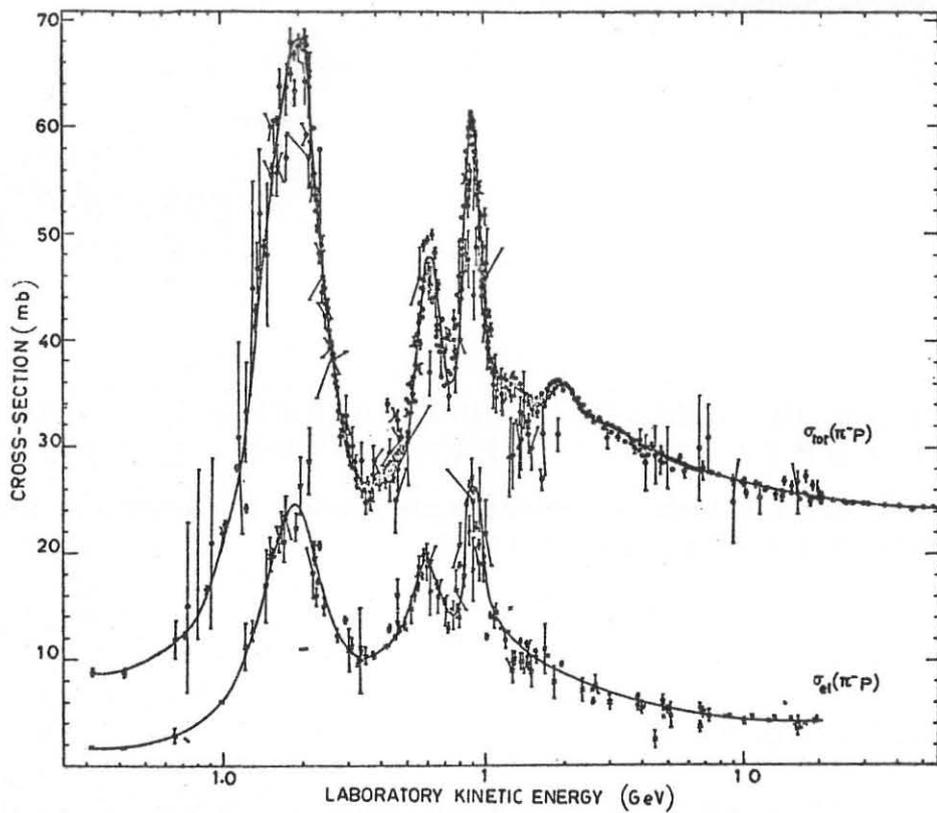


FIG. 1 - Sezioni d'urto totale ed elastica, per il sistema π^-p , in funzione della energia cinetica nel laboratorio⁽¹⁾.

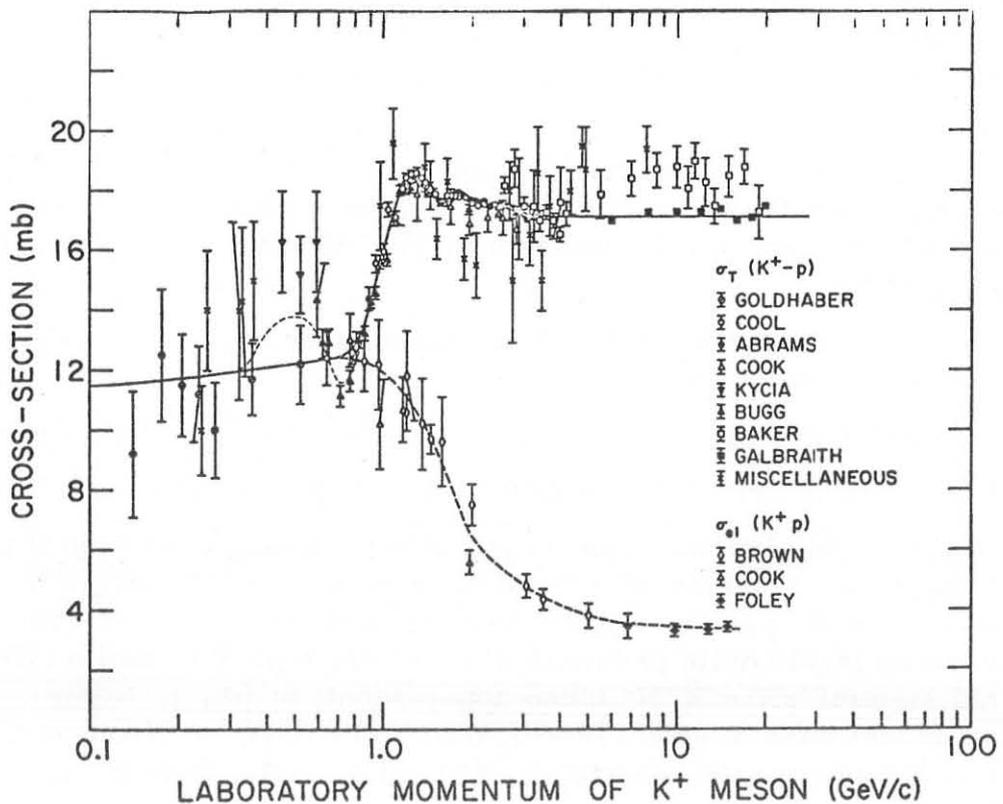


FIG. 2 - Sezioni d'urto totale ed elastica per il sistema K^+p ⁽¹⁾.

Al crescere dell'energia l'altezza dei picchi decresce sino a giungere alla regione delle alte energie, dove le sezioni d'urto totali variano lentamente, senza mostrare strutture apprezzabili.

In questa relazione sarà posta un'enfasi maggiore sulla seconda regione energetica.

2. - RISONANZE. -

Esistono due metodi per la ricerca e lo studio di risonanze, il metodo di formazione e quello di produzione.

In un'esperienza di formazione la risonanza è prodotta da sola, come una specie di stato composto, per esempio



La ricerca di risonanze è effettuata misurando una sezione d'urto in funzione dell'energia. Una risonanza vi appare come un picco o una struttura.

In un'esperienza di produzione la risonanza è prodotta insieme ad altre particelle, per esempio



Una risonanza si manifesta come un picco in una distribuzione di massa mancante o in una distribuzione di masse associate di due o più particelle.

Le risonanze possono essere studiate anche con metodi indiretti, per esempio osservando la presenza o meno di picchi in avanti o all'indietro in distribuzioni angolari in processi a quasi due corpi. L'esistenza di tali picchi è in generale connessa con lo scambio nel canale-t od -u di una risonanza.

Il numero di risonanze accertate si avvicina al centinaio; solamente nel corso dell'ultimo anno se ne sono aggiunte una decina⁽²⁻⁵⁾. Stiamo praticamente studiando una terza spettroscopia, che assomiglia sempre di più alle spettroscopie atomiche e nucleari. I livelli più bassi sono ormai ben conosciuti, mentre si hanno molte contraddizioni sperimentali sui livelli più elevati.

Cercherò di schematizzare al massimo la situazione sperimentale sulle risonanze, facendo solo alcune considerazioni di carattere statistico e soffermandomi su due problemi particolari, quello dell' A_2 e delle risonanze esotiche.

2. 1. - Le risonanze barioniche non strane (Se ne conoscono almeno 22).

Il metodo più completo utilizzato attualmente per lo studio di risonanze barioniche non strane, è il metodo dell'analisi in fasi nel canale elastico; questo metodo può considerarsi un raffinato metodo di formazione. Ogni tanto appare nella letteratura una nuova analisi in fasi, che, utilizzando nuovi dati sperimentali e nuovi metodi di calcolo, cerca di estendere l'analisi ad energie sempre più elevate. L'ultima analisi in fasi si estende fino a 2500 MeV di energia cinetica nel laboratorio ed ha portato alla definitiva scoperta di due nuove risonanze: $H_{3,11}(2420)$ e $H_{19}(2220)$ ⁽⁶⁾.

L'ipotesi fondamentale nello studio di risonanze tramite l'analisi in fasi è che ogni curva chiusa nel diagramma di Argand (vedi Fig. 3) sia una risonanza⁽⁷⁾. Seguendo tale definizione si è visto che un singolo picco nella sezione d'urto totale può corrispondere a più di una risonanza.

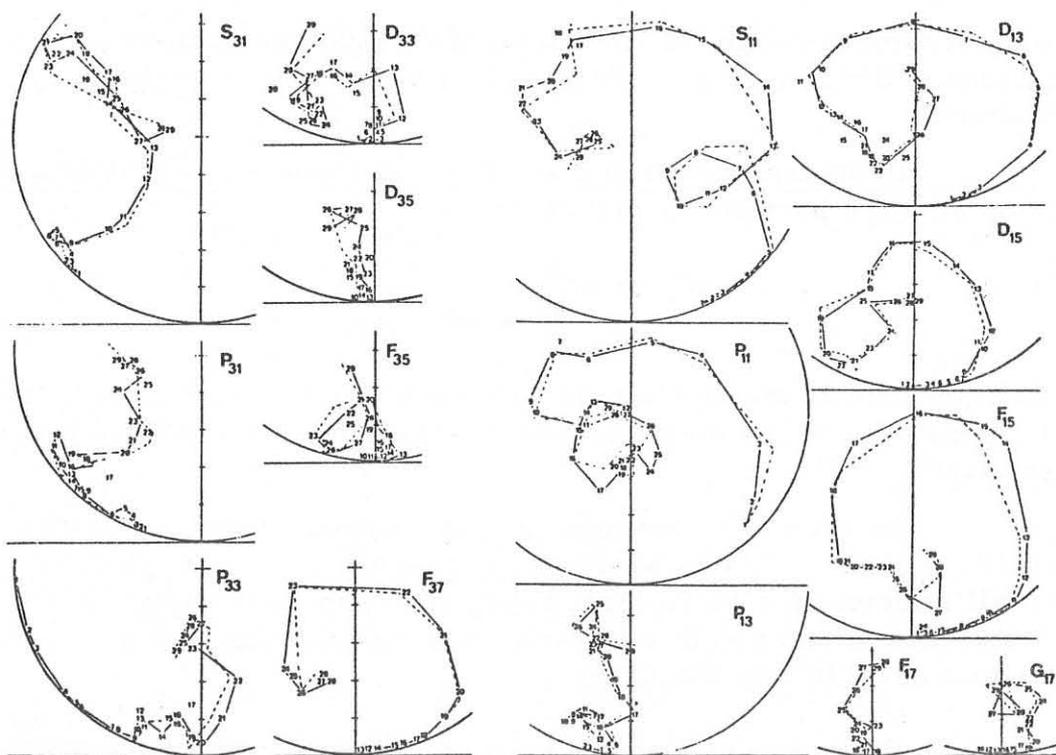


FIG. 3 - Diagrammi di Argand per il sistema πN secondo l'analisi in fasi di Scalay⁽⁶⁾

Le nuove risonanze trovate nell'analisi in fasi del canale elastico sono tutte molto inelastiche. E' quindi ovvio che lo studio dei canali inelastici può presentare dei vantaggi rispetto allo studio del canale elastico. Solo nell'ultimo anno si è riusciti ad effettuare studi sperimentali dettagliati in esperienze di formazione su tali canali ed ora l'analisi in fasi viene estesa ai canali a quasi-due corpi, come per esempio

$$(3) \quad \pi N \rightarrow \pi \Delta(1236).$$

Le analisi inelastiche attuali sono ancora primitive; esse confermano i risultati delle analisi del canale elastico⁽⁸⁾.

2. 2. - Le risonanze barioniche strane con stranezza negativa (Se ne conoscono almeno 17).

Le risonanze $Y^*(S = -1, B = 1)$ sono studiate con una grande varietà di metodi sperimentali in esperienze di formazione e produzione⁽⁵⁾. Le analisi non si possono però considerare così complete come nel caso dell'analisi in fasi per l'urto elastico pione-nucleone.

Le risonanze Ξ^* ($B = 1, S = -2$) possono essere studiate solamente in esperienze di produzione, praticamente solo in camere a bolle. Le piccole sezioni d'urto di produzione rendono tale studio molto difficile; molti dubbi sussistono sull'esistenza di alcune Ξ^* , in particolare sulle due ultime riportate a Kiev⁽⁵⁾.

Lo studio delle Ω^- prosegue molto lentamente a causa delle piccolissime sezioni d'urto di produzione: sono finora stati riportati nella letteratura 28 eventi di Ω^- .⁽³⁶⁾

2. 3. - Le risonanze bosoniche non strane (Se ne conoscono almeno 22).

Oltre ai metodi ormai classici di produzione in camere a bolle e di massa mancante con contatori e camere a scintilla, si è recentemente affermato anche il metodo degli anelli di accumulazione per e^+e^- , utile per le risonanze con spin-parità 1^{--} , cioè la ρ, ω, φ ⁽⁹⁾. Le reazioni studiate in funzione dell'energia sono del tipo:

$$(4) \quad e^+ e^- \longrightarrow \rho \longrightarrow \pi^+ \pi^-$$

$$(5) \quad \longrightarrow \omega \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$$

$$(6) \quad \longrightarrow \varphi \longrightarrow K \bar{K}.$$

Le esperienze agli anelli di accumulazione di Novosibirsk e Orsay hanno permesso di determinare le larghezze di queste risonanze, il loro rapporto di decadimento in e^+e^- , e confermato i numeri quantici 1^{--} . Non sono state trovate evidenze per altre risonanze con $J^P = 1^{--}$.

La serie di esperienze di massa mancante effettuate al CERN hanno permesso di rivelare la serie di picchi mostrata nella Fig. 4⁽¹⁰⁾. La caratteristica dominante di questi picchi sta nelle loro larghezze, notevolmente inferiori a quelle determinate da altri metodi^(3, 11). Ciò lascia un pò perplessi.

Assumendo che questi picchi siano veri, si può graficare il "numero del picco" in funzione della massa quadrata del picco stesso, ottenendo la Fig. 5. Notare la linea dritta che passa attraverso tutte le risonanze, salvo quelle a masse più elevate. Se il numero di picco

fosse lo spin della risonanza, il grafico rappresenterebbe due traiettorie di Regge degenerate.

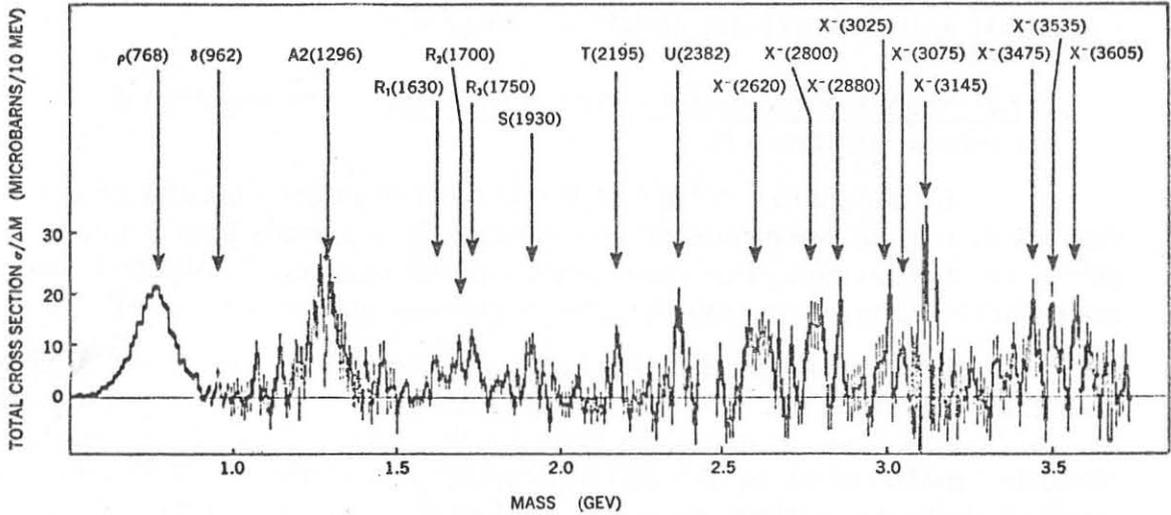


FIG. 4 - Distribuzione della massa mancante nella reazione $\pi^- p \rightarrow p + (\text{bosone})$ dopo sottrazione empirica del fondo⁽¹⁰⁾.

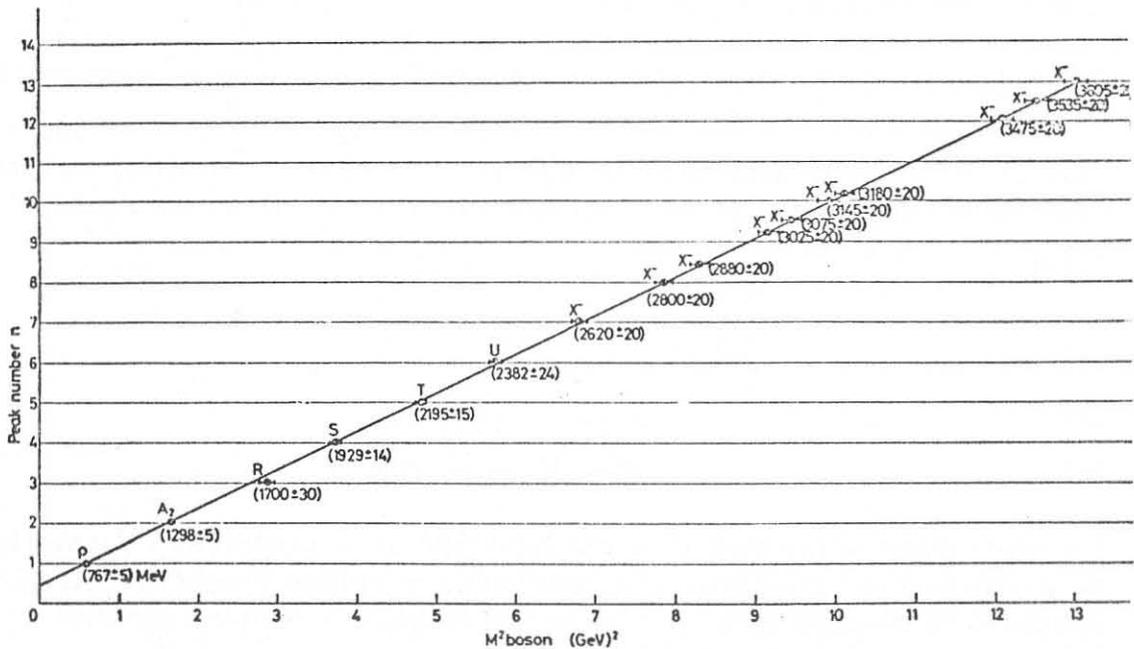


FIG. 5 - Il "numero di picco" in funzione della massa bosonica quadrata, nelle esperienze di massa mancante del CERN⁽¹⁰⁾.

Il problema dell' A_2 e delle interferenze fra risonanze fanno parte di una problematica ancora non chiarita. Due esperienze, dove si analizzano rispettivamente le reazioni





mostrano che l' A_2 è probabilmente un doppio picco^(3, 10, 12), mentre una terza esperienza dove si analizza la reazione



sembra mostrare che l' A_2 è un picco singolo⁽¹³⁾ (vedi Figg. 6 e 7).

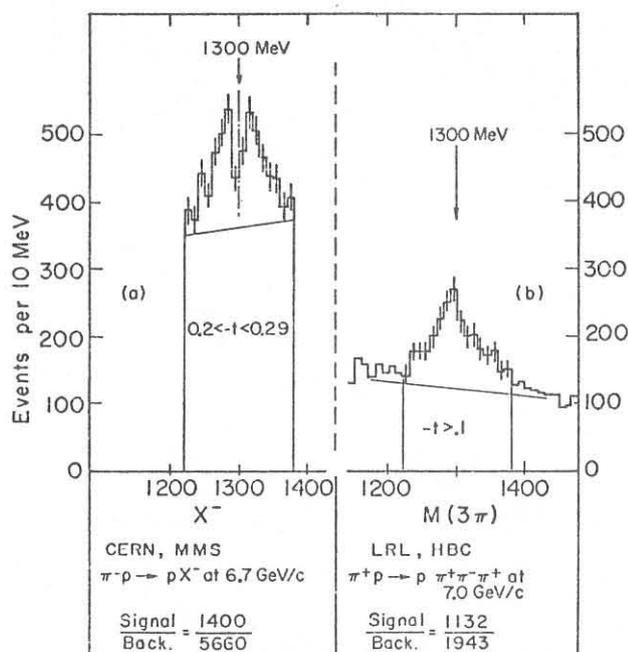


FIG. 6 - Confronto dei dati sperimentali ottenuti dall'esperienza di massa mancante del CERN⁽¹⁰⁾ (A_2^- ha una struttura doppia) e della esperienza in camera a bolle di Berkeley⁽¹²⁾ (A_2^+ ha una struttura singola).

Sperimentalmente la situazione non è quindi chiara; esiste anche la possibilità che l' A_2 si manifesti come un singolo picco in certi stati di carica e come doppio in altri. Assumendo l'esistenza di un doppio picco sorge il problema della sua interpretazione: si parla di un "dipolo", rappresentabile con una doppia Breit-Wigner del tipo:

$$(10) \quad \text{Dipolo} = h \frac{(E-M)^2 \Gamma^2}{[(E-M)^2 + \Gamma^2]^2}$$

2.4. - Le risonanze bosoniche strane (Se ne conoscono 5-10).

Esiste una certa confusione sperimentale per quanto riguarda i sistemi $K\pi\pi$; per il sistema $K\pi$ fra 890 e 1400 MeV ben 5 piccole strutture sono state riportate a Kiev da cinque autori diversi⁽⁵⁾.

Probabilmente più che di risonanze si deve parlare di fluttuazioni statistiche. Altri gruppi infatti non "vedono" nulla⁽⁵⁾.

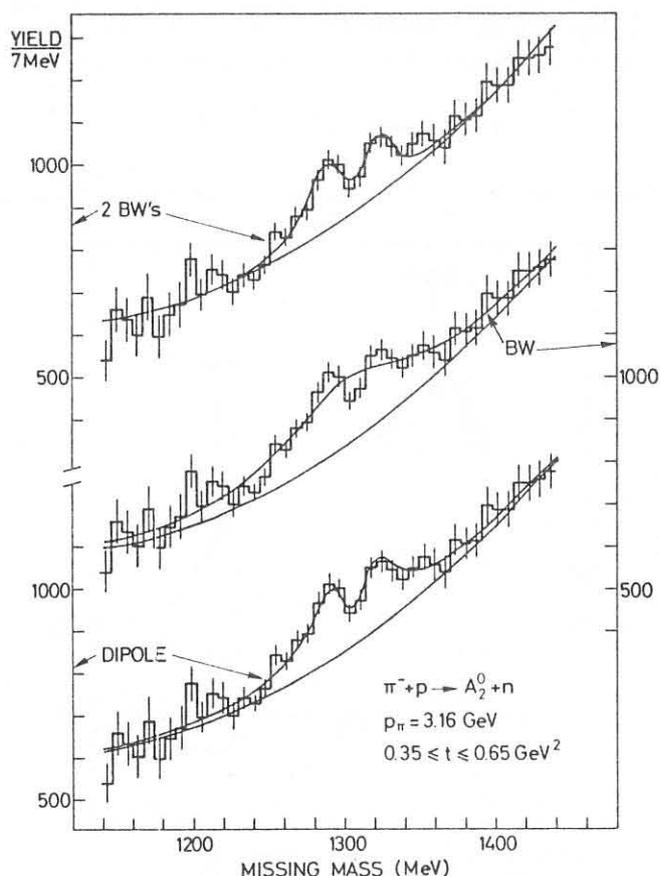


FIG. 7 - Spettro di massa dell' A_2^0 osservato nell'esperienza del CERN⁽¹⁴⁾.

2.4. - Le risonanze esotiche.

Si definiscono come "esotiche" quelle risonanze che non possono essere messe nelle rappresentazioni più basse di SU(3), cioè richiedono l'esistenza di rappresentazioni più elevate del tipo $\{10\}$ e $\{27\}$. Nel modello a quarks una risonanza esotica bosonica avrebbe una struttura minima del tipo $qq\bar{q}\bar{q}$; una barionica sarebbe del tipo $qqq\bar{q}$.

Alcune indicazioni sull'esistenza di risonanze esotiche, come $\pi^- \rho^-$ e $(K\pi\pi)_{3/2}$, trovate in esperienze di camere a bolle, sembrano attualmente avere una bassa probabilità statistica^(3, 5). La figura 8 mostra il risultato di una ricerca sistematica di risonanze esotiche barioniche strane con $S = -1$ in interazioni $K^- d$ a $3 \text{ GeV}/c$ ⁽¹⁴⁾; non si notano deviazioni degne di nota.

I sistemi barionici esotici (pN , ΛN , $K^+ N$) sembrano essere più interessanti perchè per essi si possono fare anche esperienze di formazione; per il sistema $K^+ N$ si sono effettuate anche delle analisi in fasi^(5, 15).

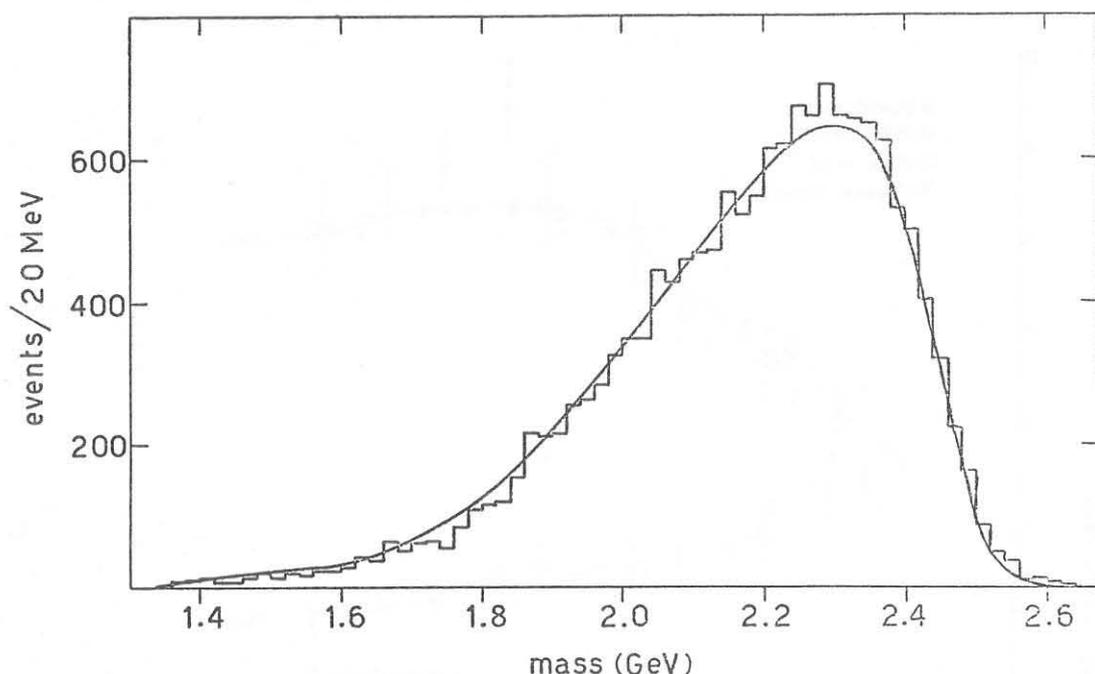


FIG. 8 - Distribuzione di massa per stati esotici barionici con $S = -1$ prodotti nelle reazioni $K^- n \rightarrow \pi^+ (Y^*)^{--}$, dove $(Y^*)^{--} \rightarrow nK^- \pi^-$, $n\bar{K}^0 \pi^- \pi^-$, $\Sigma^- \pi^-$, $\Sigma^- \pi^- \pi^0$, $\Lambda^0 \pi^- \pi^-$, $\Lambda^0 \pi^- \pi^- \pi^0$ (14).

La sezione d'urto totale K^+p (Fig. 2) mostra l'esistenza di una struttura asimmetrica ad un impulso nel laboratorio di 1.25 GeV/c, e due strutture più piccole ad impulsi più elevate. La Fig. 9 mostra una compilazione di sezioni d'urto parziali per il sistema K^+p . La sezione d'urto elastica decresce lentamente con l'energia, mentre la sezione d'urto inelastica ha una rapida crescita attorno ad 1 GeV. La crescita è dovuta alla produzione di un pione, che avviene principalmente tramite la reazione a quasi due corpi



Il primo picco nella sezione d'urto totale K^+p si può perciò interpretare come generato dalla rapida crescita del canale inelastico seguita da una lenta decrescita.

Le analisi in fasi del canale elastico $K^+p \rightarrow K^+p$ non sono ancora univoche. Una delle soluzioni più probabili ha un comportamento risonante dell'onda $P_{3/2}$, come indicato nel diagramma di Argand della Fig. 10^(5, 15). Si può perciò tentativamente concludere che il primo picco nel sistema K^+p è un effetto di soglia dovuto alla apertura della reazione (11), e può anche contemporaneamente essere una risonanza.

La sezione d'urto totale K^+N in $I=0$ ha probabilmente due strutture a 0.8 e 1.15 GeV/c (Fig. 11)⁽¹⁶⁾. Sebbene la sezione d'urto

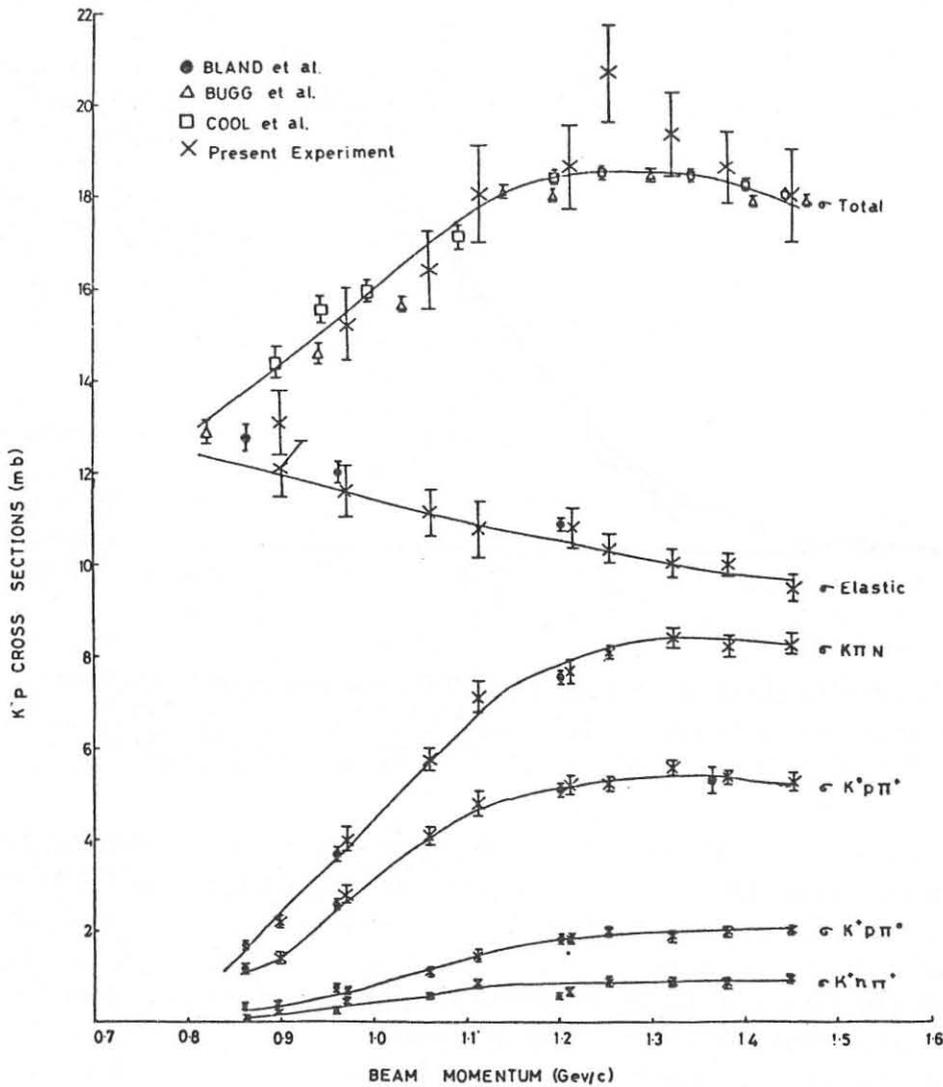


FIG. 9 - Compilazione di sezioni d'urto parziali nell'urto K^+p attorno ad $1 \text{ GeV}/c$ ⁽¹⁵⁾.

totale al di sotto di 1 GeV presenti delle incertezze sperimentali e di calcolo, le conclusioni sono indipendenti da queste incertezze perchè il picco si presenta già nella sezione d'urto di scambio carica ⁽¹⁶⁾ (Figura 12):



Il primo picco è quindi un picco elastico. Il secondo picco sembra invece originare da un processo analogo a quello responsabile per la struttura nella sezione d'urto K^+p , cioè a un effetto di soglia, in questo caso dovuto all'apertura del canale



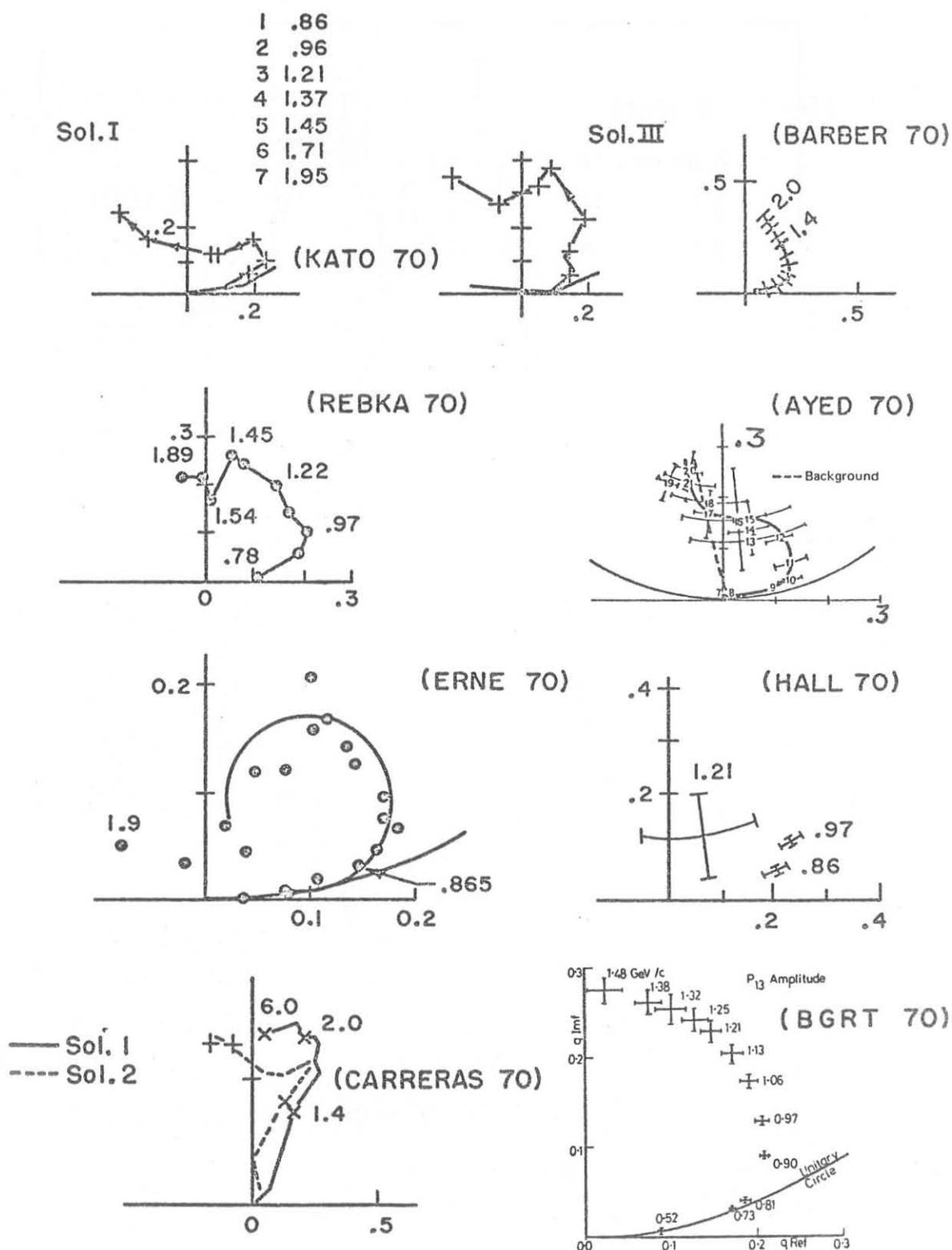


FIG. 10 - Diagrammi di Argand per l'onda $P_{3/2}$ nell'urto elastico $K^+p \rightarrow K^+p$.

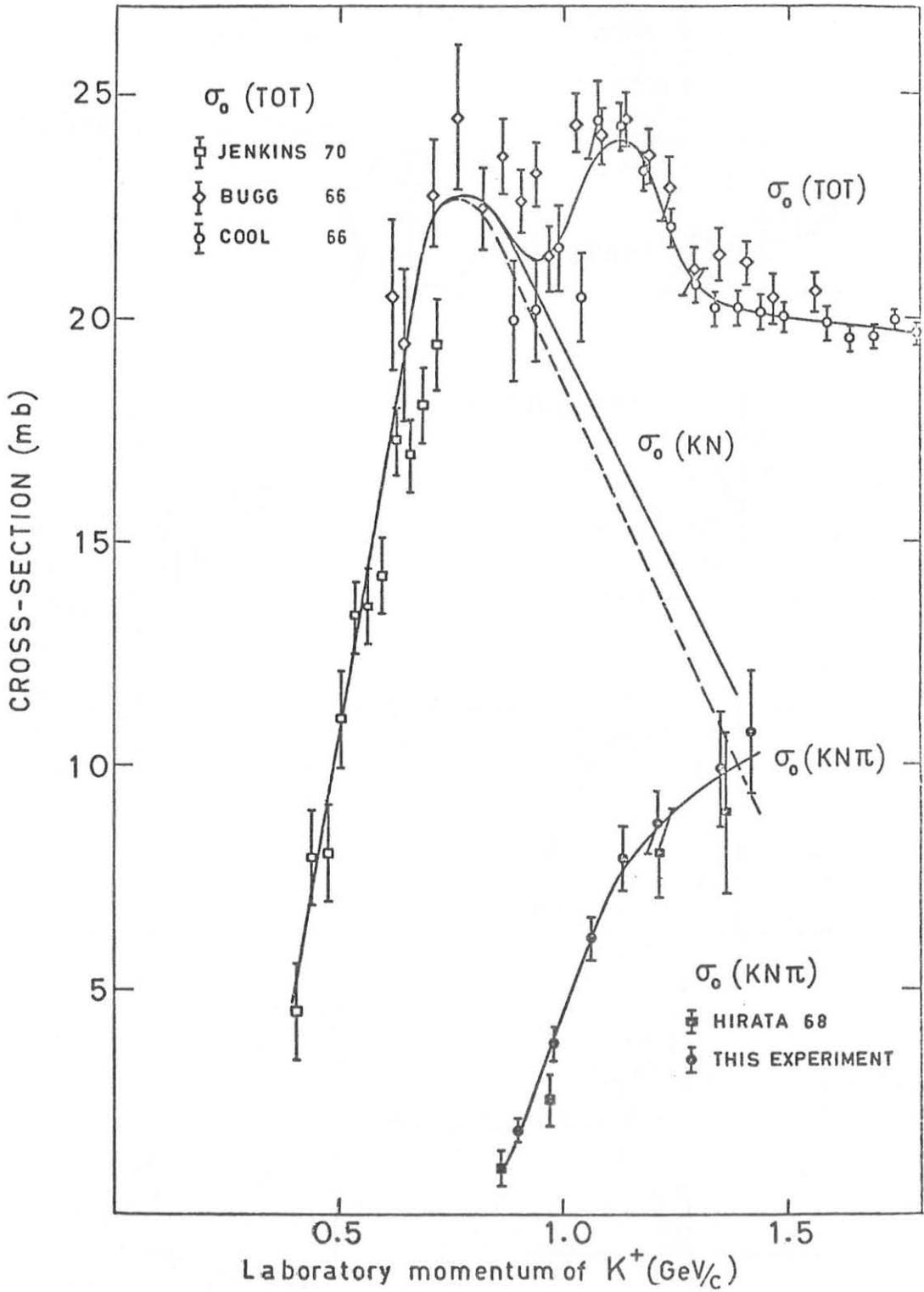


FIG. 11 - Compilazione di sezioni d'urto totale, elastica ed inelastica nell'urto K^+N in $I=0$ attorno ad 1 GeV/c (16).

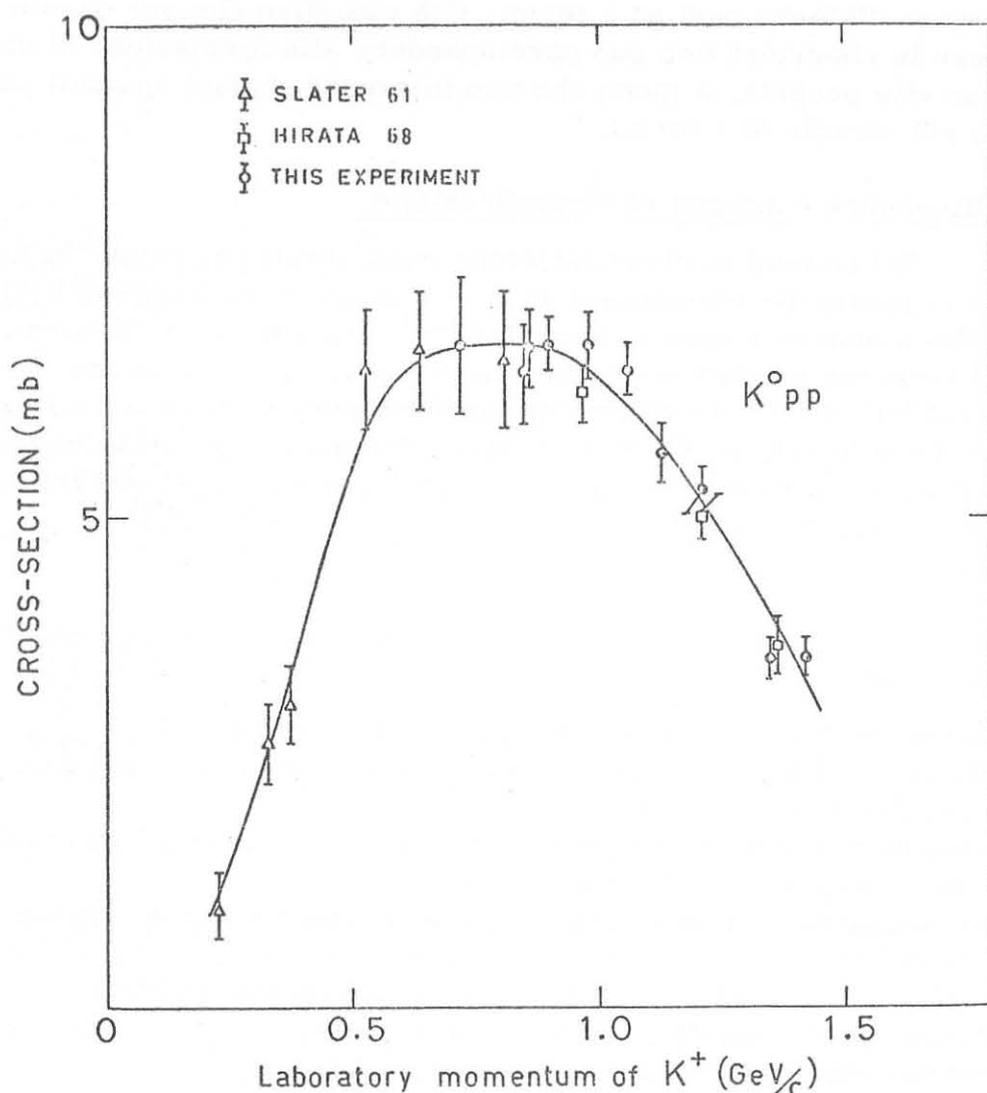


FIG. 12 - La sezione d'urto di scambio carica $K^+n \rightarrow k^0p$ attorno ad $1 \text{ GeV}/c$.⁽¹⁶⁾

Le analisi in fasi per il canale K^+N con $I=0$ sono ancora preliminari e lungi dall'essere univoche. Esistono però delle soluzioni con onda $S_{1/2}$, puramente elastica, risonante ad una posizione corrispondente a quella del primo picco, e altre soluzioni con l'onda $P_{1/2}$ risonante ad energie più elevate⁽¹⁶⁾.

Si può concludere la discussione sulle risonanze esotiche dicendo che esistono indicazioni per la loro esistenza, ma che l'evidenza non è ancora compellente. Se esistono, le risonanze esotiche hanno probabilmente delle masse elevate e/o producono degli effetti osservabili almeno un ordine di grandezza più piccoli di quelli prodotti dalle risonanze ordinarie.

Se il picco elastico in K^+N con $I=0$ fosse una risonanza, avrebbe una larghezza intera a metà altezza di circa 500 MeV , corrispondente ad una vita media di $1,2 \times 10^{-24} \text{ sec}$. Questo valore va con

frontato con il tempo $t = 3 \times 10^{-24}$ sec impiegato dalla luce per attraversare una distanza pari ad 1 fermi. Ciò vuol dire che per queste larghezze la risonanza non può corrispondere alla formazione di uno stato con vita propria, a meno che non interessi regioni spaziali parecchio più piccole di 1 fermi.

2. 6. - Risonanze e schemi di classificazione.

Gli schemi di classificazione considerati finora per le risonanze e le particelle elementari sono le traiettorie di Regge, SU(3), il modello a quarks e schemi empirici⁽³⁻⁵⁾. Attualmente tutti questi schemi riescono a mettere ordine per le particelle e risonanze con masse più basse. Alcune difficoltà connesse per esempio con i rapporti di decadimento ed SU(3) sono state eliminate. La situazione a masse più elevate non è chiara, nè dal punto di vista sperimentale, nè da quello di classificazione.

Concludendo il capitolo delle risonanze vorrei fare alcune considerazioni:

- 1) Il numero delle risonanze continua ad aumentare;
- 2) I livelli più bassi sono ormai ben noti, mentre non si può dire così dei livelli più elevati;
- 3) Esistono parecchi effetti di interferenza o equivalenti, che non sono ben compresi (vedi ρ - ω , A_2 , ecc.);
- 4) Per migliorare la conoscenza delle risonanze a masse elevate o degli effetti di interferenza occorrono esperienze impegnative;
- 5) Non è ancora risolto il problema delle risonanze esotiche;
- 6) Gli schemi di classificazione classici (poli di Regge, SU(3), quark model) sembrano funzionare, entro certi limiti.

2. 7. - Esperienze con fasci incrociati di positroni ed elettroni.

Le esperienze con fasci incrociati occupano un capitolo a sè stante. Oramai la fase pionieristica sta finendo e molti risultati sono stati ottenuti. La macchina italiana, Adone, vi ha contribuito in maniera essenziale.

Agli anelli di Orsay e di Novosibirsk sono state studiate le tre risonanze bosoniche con $J^{PC} = 1^{--}$ finora conosciute, cioè la ρ , ω , e φ , che sono state viste nelle reazioni (4, 5, 6).

Adone ha permesso di verificare la validità dell'elettrodinamica quantistica fino a momenti trasferiti dell'ordine di 2 GeV/c, studiando le reazioni^(9, 17, 20):

$$(14) \quad e^+ e^- \longrightarrow e^+ e^-$$

$$(15) \quad \longrightarrow 2\gamma$$

$$(16) \quad \longrightarrow \mu^+ \mu^-.$$

Ad Adone è stata studiata anche la produzione di adroni in processi a due e più corpi :

$$(17) \quad e^+e^- \longrightarrow \pi^+\pi^- \quad (K^+K^-)$$

$$(18) \quad \longrightarrow \text{molti corpi.}$$

Per gli eventi a due corpi si può definire un fattore di forma $F(q^2)$:

$$(19) \quad \sigma_{\text{sperimentale}} = |F(q^2)|^2 \sigma_{\text{point like}}^{\pi}$$

I vari gruppi sono in accordo per un valore di $|F(q^2)|^2 \simeq |F_{\pi}|^2 + |F_K|^2 \simeq 0.5$, un valore cioè piuttosto elevato.

Per i canali a molti corpi gli eventi sono pochi ; sebbene esistano delle discrepanze sperimentali, sembrerebbe che la sezione d'urto sia più grande di quella prevista in base alla ρ -dominance. Se questa situazione verrà confermata, occorrerà considerare qualcosa di più complicato di un processo con un fotone nello stato intermedio. Sono state discusse altre possibilità :

- a) scambio di due fotoni ;
- b) fondo di risonanze 1^- o strutture, per esempio a partoni, degli adroni ;
- c) interazione γ - γ , fra i due fotoni che, con una probabilità $\alpha = 1/137$, accompagnano ciascun elettrone.

In questo caso possono intervenire varie complicazioni dovute alle interazioni forti. Un processo di questo tipo dovrebbe avere una dipendenza angolare piccata avanti-indietro ed una dipendenza logaritmica con l'energia. Ad 1 GeV non dovrebbe dare fastidio, ma a qualche GeV sì. Ciò ha portato Wilson⁽⁹⁾ a dire che forse le esperienze agli anelli di accumulazione e^+e^- potrebbero non essere così "pulite" come si pensava.

Dal punto di vista strettamente sperimentale è interessante notare che, sebbene le varie esperienze siano partite con motivi scientifici differenti, è risultato che studiano sostanzialmente le stesse reazioni. Ciò può voler dire che le esperienze con anelli di accumulazione si assomigliano molto, perchè, complicando un poco l'equipaggiamento sperimentale, un gruppo può fare una buona parte degli esperimenti possibili.

3. - ALTE ENERGIE. -

Come già detto, per alte energie intenderemo energie al di sopra della zona delle risonanze. Possiamo dividere i fenomeni studiando in ordine crescente di complessità sperimentale e teorica: sezioni d'urto totali, processi a due corpi, quasi-due-corpi e a molti

corpi.

La fenomenologia della regione energetica intermedia, a cavallo fra la regione delle risonanze e quella delle altissime energie, è piuttosto complicata. Ad altissime energie si spera che tutti gli effetti secondari siano scomparsi e che si possano analizzare gli elementi fondamentali di simmetria.

L'analisi dinamica di questi processi è di solito fatta in termini di modelli, ognuno dei quali mette in risalto un aspetto della realtà fisica.

3. 1. - Sezioni d'urto totali.

L'interesse nelle misure di sezioni d'urto totali ad alta energia è centrato su due punti :

- a) comportamento delle sezioni d'urto totali in funzione della energia ;
- b) relazione fra varie sezioni d'urto totali.

La Fig. 13 mostra in dettaglio il comportamento delle sezioni d'urto totali π^-p , K^-p , $\bar{p}p$. Vi sono mostrate le misure di Serpukhov del 1969⁽²¹⁾ e del 1970⁽²²⁾. I due sets di misure sono in buon accordo, eccetto che per uno scarto sistematico dello 0,3 %, che è entro gli errori sperimentali quotati. Le sezioni d'urto π^-p e K^-p sembrano restare costanti al di sopra di 30 GeV/c, mentre quelle per $\bar{p}p$ sembrano decrescere. Se queste sezioni d'urto vengono disegnate in funzione di $1/E_{cm}$, la scala orizzontale risulta contratta e si può osservare meglio un cambiamento di pendenza per π^-p e K^-p attorno ad una energia nel c. m. di 7,5 GeV. Qualche autore ha chiamato questa energia "punto di ionizzazione" ; ciò rappresenta un concetto molto intuitivo in un modello a quarks, dove particelle e risonanze sono stati legati di quarks⁽¹⁾. Siccome i barioni sono costituiti da $3q$, il punto di ionizzazione corrisponde alla somma delle 3 masse, il che implica $m_q \simeq 2,5$ GeV. In questo modello il fatto che la sezione d'urto per $\bar{p}p$ continua a calare si spiega perchè il sistema $\bar{p}p$ è costituito da $3q \bar{3}\bar{q}$ e quindi il punto di ionizzazione si troverebbe ad una energia doppia nel c. m.

Questa spiegazione non è certamente l'unica. Infatti esistono tutta una serie di predizioni del comportamento delle sezioni d'urto totali con l'energia, predizioni di solito fatte nell'ambito del modello dei poli di Regge. Le predizioni di questi modelli si possono raggruppare in tre classi :

- a) le sezioni d'urto decrescono fino a valori finiti diversi da zero ;
- b) raggiungono zero all'infinito ;
- c) le sezioni d'urto hanno un minimo e poi ricrescono sino a valori asintotici finiti⁽¹⁾.

Le attuali misure non permettono di stabilire quali di queste possibilità è corretta o se esiste con sicurezza un punto di ionizzazione. Sembrerebbe però che il comportamento b), dove le sezioni d'urto totali

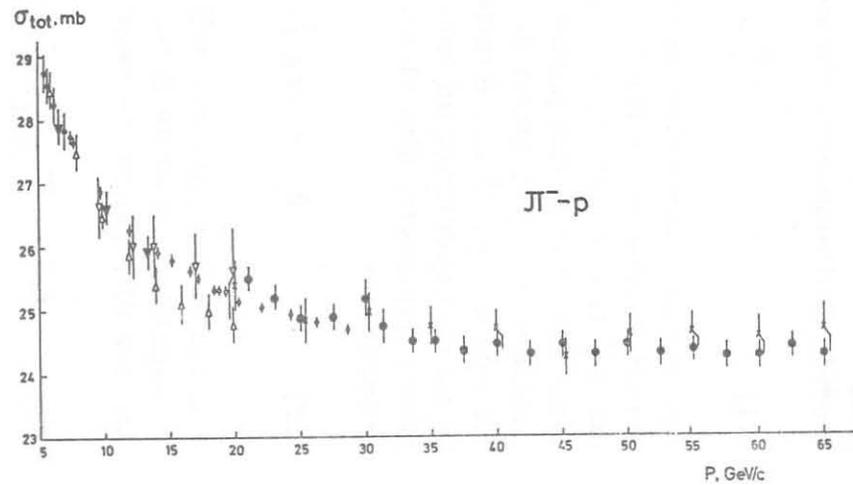
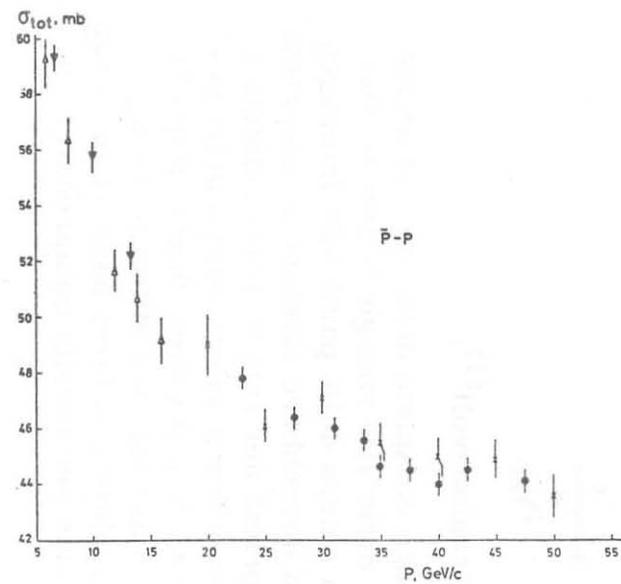
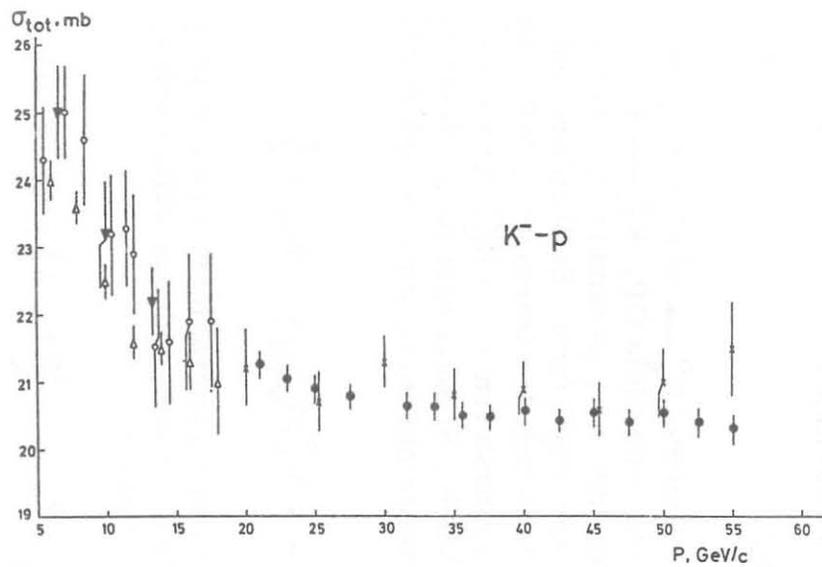


FIG. 13 - Le sezioni d'urto totali π^-p , K^-p e $\bar{p}p$ in funzione dell'impulso della particella incidente nel laboratorio. I punti neri sono le misure di Serpukhov del 1970, mentre i punti bianchi sono le misure CERN-Serpukhov del 1969.

sono nulle all'infinito, sia sfavorito. A titolo di esempio si può ricordare che fits empirici delle sezioni d'urto totali con formule del tipo

$$(20) \quad \sigma(p_{\text{lab}}) = \sigma_{\infty} + \frac{c}{d p_{\text{lab}}}$$

con $d=1$ ovvero $1/2$ hanno dei χ^2 ragionevoli⁽¹⁾.

La Fig. 14 mostra un quadro completo delle sezioni d'urto totali ad alte energie⁽¹⁾. Nel limite delle alte energie le interazioni forti non dovrebbero dipendere dalla natura delle particelle interagenti, nè dal meccanismo specifico, ma dovrebbero rivelare le proprietà di simmetria e rispecchiare le proprietà dei vari teoremi asintotici. In realtà sembra esserci una differenza fra il valore medio della sezione d'urto totale K^-p fra 30 e 55 GeV/c e il valore medio di quella K^+p fra 10 e 20 GeV: entrambe sono costanti, ma differiscono di (3 ± 0.5) mb. Altre misure, in particolare con fasci positivi ed in nuove regioni energetiche, sono necessarie per meglio comprendere la situazione.

3.2. - Rigenerazione coerente di K_0 in idrogeno.

Alla conferenza di Kiev sono stati presentati i risultati preliminari di tre esperienze sulla rigenerazione coerente di K_0 in idrogeno⁽²³⁻²⁵⁾. In queste esperienze sono state misurate la fase ed il modulo dell'ampiezza che descrive la reazione:



osservando l'interferenza fra il decadimento $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ dei K_S^0 rigenerati in idrogeno e fra il decadimento, che viola CP, $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ dei K_L^0 trasmessi. L'interferenza dipende da 2 parametri di interazioni deboli e da due parametri di interazioni forti. Nell'analisi qui considerata i parametri dell'interazione debole (ammontare della violazione di CP, \mathcal{Q}_{+-} , e differenza di massa fra K_L^0 e K_S^0) sono stati presi da esperienze ad energie più basse. Si sono così potuti determinare i parametri dipendenti dalle interazioni forti, cioè la fase di rigenerazione

$$(22) \quad \phi_f = \arg \left\{ i A(K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p)_{\theta=0} \right\} = \phi_{21} + \frac{\pi}{2}$$

e la parte immaginaria dell'ampiezza di rigenerazione, che può essere espressa, tramite il teorema ottico e l'indipendenza dalla carica, con una differenza fra sezioni d'urto totali:

$$(23) \quad \Delta\sigma = \sigma_{\text{TOT}}(K^-n) - \sigma_{\text{TOT}}(K^+n) = -\frac{4\pi}{K} \text{Im} A \left[f(0) - \bar{f}(0) \right]$$

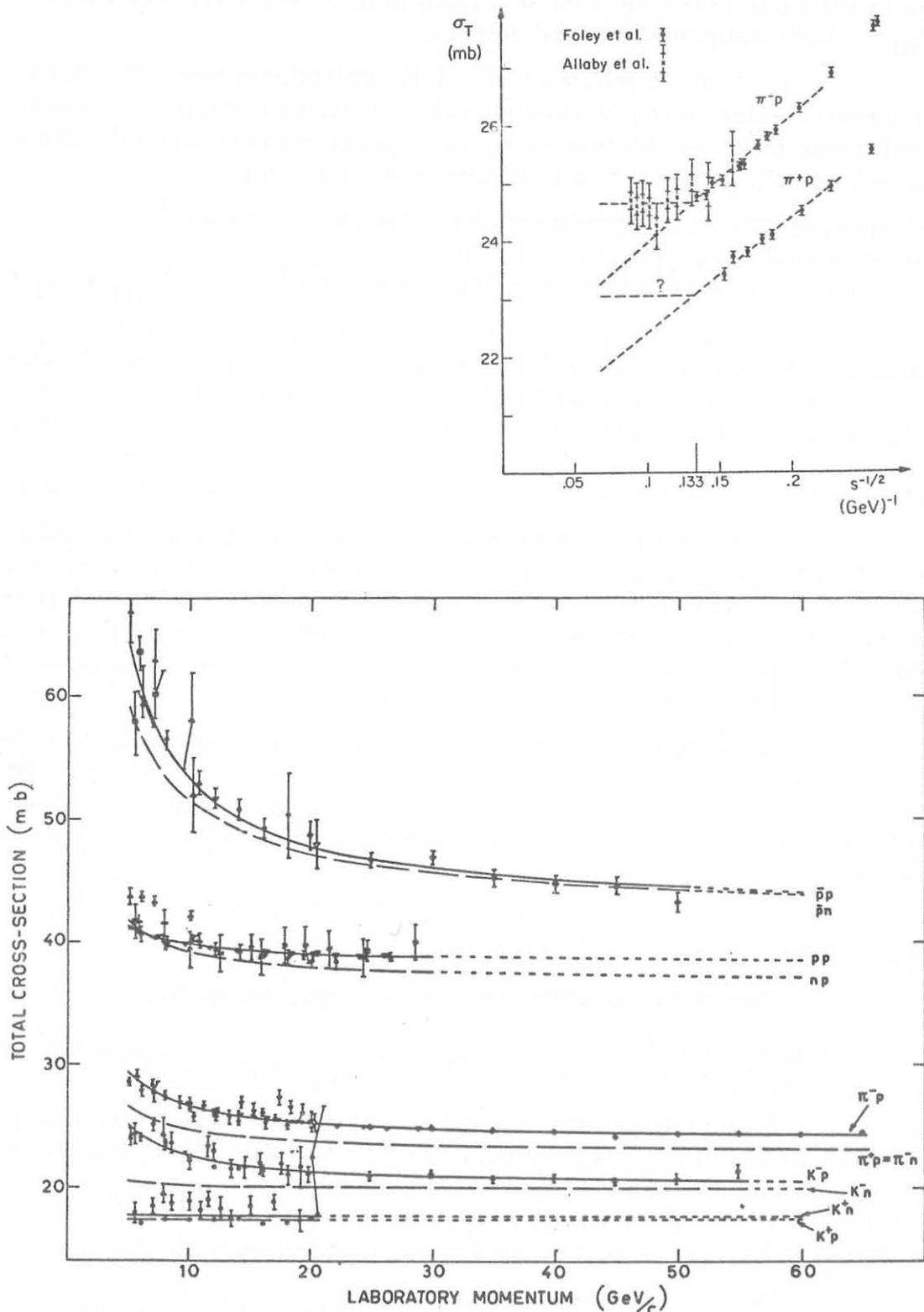


FIG. 14 - Compilazione delle sezioni d'urto totali⁽¹⁾. Punti sperimentali sono mostrati per le sezioni d'urto su protoni, mentre per quelle su neutroni sono mostrate linee tratteggiate che rappresentano il risultato di analisi con formule del tipo

$$\sigma = \sigma(\infty) + c/P_{\text{lab}}.$$

Il teorema di Pomeranchuk predirebbe $\Delta\sigma \rightarrow 0$ ad alte energie. Se la reazione (21) procedesse via scambio di ω , dovrebbe avere $\phi_{21} = -135^\circ$ indipendente dall'energia.

La Fig. 15 mostra i risultati preliminari per $\Delta\sigma$. Sono mostrati i valori ottenuti via l'eq. (23) (i rettangoli rappresentano la inclusione di errori sistematici), ed i valori ottenuti direttamente dalle sezioni d'urto totali con il seguente procedimento:

- interpolando i dati sperimentali al di sotto di 20 GeV⁽¹⁾;
- assumendo $\sigma_{TOT}(K^+n) = 17.6$ mb al di sopra di 20 GeV;
- usando le misure CERN-Serpukhov del 1969⁽¹⁾ per $\sigma_{TOT}(K^-n)$.

A causa dei grandi errori sperimentali e del carattere preliminare dei dati è difficile raggiungere una conclusione sicura. Assumendo che i dati siano attendibili, sembrerebbe che le esperienze di rigenerazione diano $\Delta\sigma$ calante, mentre $\Delta\sigma$ ricavata dalle sezioni d'urto totali è quasi costante. Si riottiene l'accordo se invece di assumere $\sigma_{TOT}(K^+n) = \text{cost}$, la si fa crescere al crescere della energia.

I risultati preliminari di ϕ_{21} , mostrati in Fig. 16, sembrano avere un comportamento imprevisto: la fase sembra ruotare da -135° a -45° fra 16 e 36 GeV/c. Se questi risultati verranno confermati, qualcosa di molto importante avviene ad una energia di circa 20 GeV, cioè ad una energia dove già le sezioni d'urto totali indicavano la possibile presenza di una anomalia.

E' da notare che fra i tanti lavori teorici presenti nella letteratura ne esistevano già un paio che predicevano qualcosa del genere; ora invece ne esistono già una decina (con violazione del teorema di Pomeranchuk, con traiettorie complesse, con cancellazione ρ - ω , ecc.).

3.3. - Sezioni d'urto elastiche.

Possiamo considerare quattro regioni angolari.

3.3.1. - Regione angolare dei piccolissimi angoli dove urto Coulombiano e nucleare interferiscono. ($0.001 < |t| < 0.01$ (GeV/c)²).

Misure in questa regione permettono di determinare la parte reale dell'ampiezza d'urto nucleare. La sezione d'urto differenziale elastica $pp \rightarrow pp$ a 70 GeV è stata misurata recentemente a Serpukhov, utilizzando un elegante metodo sperimentale^(23, 27). La regione di interferenza è stata analizzata con una formula del tipo:

$$(24) \quad \frac{d\sigma}{dt} \underset{t \ll t_0}{\approx} \underbrace{A_C^2}_{\text{Coulombiano}} + \underbrace{(\text{Re } A_F)^2 + (\text{Im } A_F)^2}_{\text{nucleare}} - \underbrace{2 A_C \text{Re } A_F}_{\text{interferenza}}$$

dove A_C è l'ampiezza (essenzialmente reale) per urto coulombiano; $\text{Re } A_F$ and $\text{Im } A_F$ sono la parte reale e la parte immaginaria della

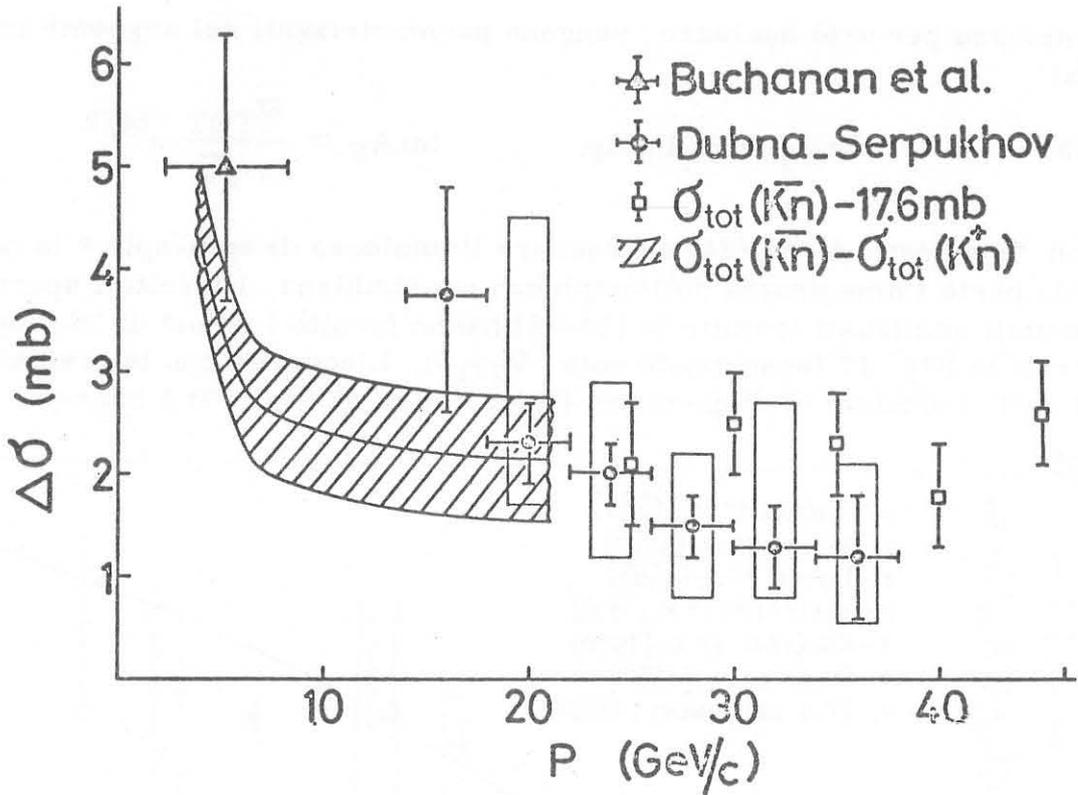


FIG. 15 - $\Delta\sigma = \sigma_{\text{TOT}}(K^-n) - \sigma_{\text{TOT}}(K^+n)$ ottenuta dalle misure di rigenerazione⁽²⁴⁻²⁶⁾ e da misure di sezioni d'urto totali⁽¹⁾.

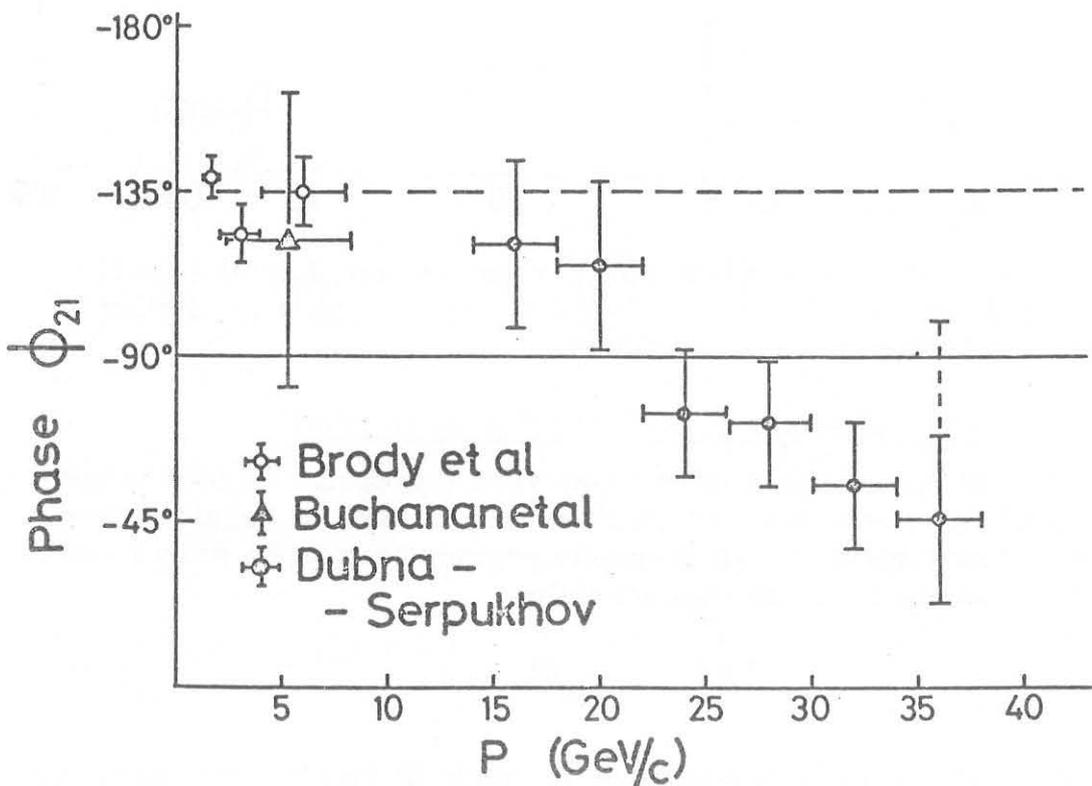


FIG. 16 - La fase dell'ampiezza di rigenerazione coerente.^(24, 26)

ampiezza per urto nucleare; vengono parametrizzati nel seguente modo:

$$(25) \quad \text{Re } A_F = \alpha \text{ Im } A_F \quad \text{Im } A_F \approx \frac{\sigma_{\text{TOT}}}{4\sqrt{\pi}} e^{bt/2}$$

con $\alpha = \text{cost.}$ In eq. (24) si trascura l'ampiezza di spin-spin e la piccola parte immaginaria dell'ampiezza coulombiana. I risultati sperimentali analizzati tramite le (24-25) hanno fornito i valori di α mostrati in Fig. 17 (assumendo nota σ_{TOT}). L'accordo con le predizioni delle relazioni di dispersione (linea solida di Fig. 17) è buono.

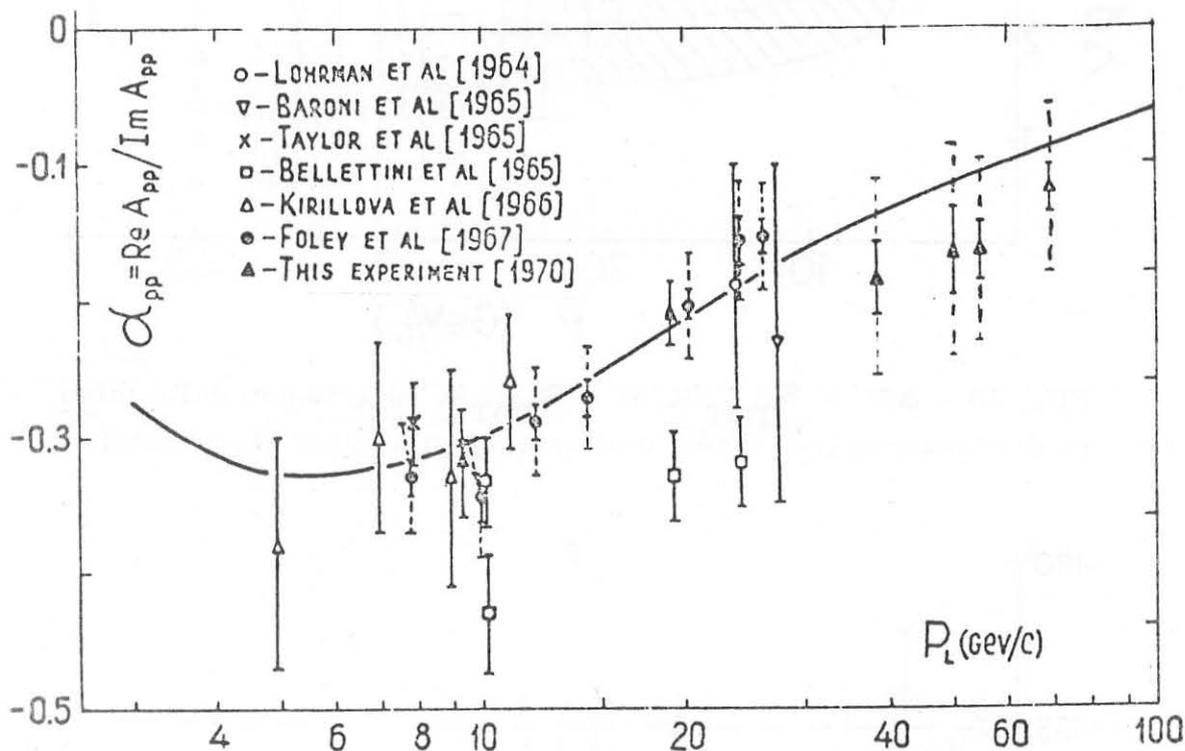


FIG. 17 - $\alpha = \text{Re } f(0)/\text{Im } f(0)$ per $pp \rightarrow pp$. I punti sono il risultato di misure, mentre la linea rappresenta le predizioni delle relazioni di dispersione⁽²³⁾.

3.3.2. - Regione angolare $0.01 < |t| < 0.05 \text{ (GeV/c)}^2$.

E' la regione di diffrazione vera e propria. Misure in questa regione permettono di determinare per esempio il raggio di interazione. I dati sperimentali in questa regione energetica sono rappresentabili con una funzione esponenziale

$$(26) \quad \frac{d\sigma}{dt} = a e^{bt}$$

dove b si può mettere in relazione al raggio di interazione. In un modello ottico ad opacità costante risulta $r = 2\sqrt{b}$.

Le misure effettuate nel 1969 a Serpukhov^(23, 28) hanno per

messo di stabilire che, nell'urto elastico protone-protone fra 20 e 70 GeV, b cresce da 10 a 11,5 (GeV/c)⁻². Questo indica che continua il restringimento del picco di diffrazione.

Secondo la compilazione di dati di Lasinski et al.⁽²³⁾, anche il picco di diffrazione per π^+p ha un lieve restringimento al crescere della energia. K^+p ha pure un lieve restringimento; k^-p sembra di no, mentre per $\bar{p}p$ si ha un "antirestringimento". Una compilazione di sezioni d'urto è mostrata in Fig. 18.

I risultati sperimentali non permettono però di stabilire se il restringimento continua indefinitamente o se si ha una tendenza alla saturazione. Solo misure ad energie più elevate potranno dare una risposta conclusiva.

3.3.3. - La regione dei grandi angoli.

E' caratterizzata da sezioni d'urto molto piccole e dalla presenza di un certo numero di strutture che si smussano al crescere della energia. Misure sempre più precise effettuate negli ultimi anni hanno permesso l'individuazione di nuove strutture.

La Fig.19a mostra una compilazione della sezione d'urto differenziale elastica $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$ a 5 GeV/c: sono evidenti le strutture a $|t| = 0.6$ e 2.7 (GeV/c)² (7, 23). Nuovi dati in $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$ mostrano un'altra struttura a $t = 3.6$ (GeV/c)² (Fig. 19b).

La Fig. 20 mostra i risultati sperimentali relativi ai seguenti processi:

- | | |
|------|----------------------------|
| (27) | $pp \rightarrow pp$ |
| (28) | $\rightarrow pN^*$ (1400) |
| (29) | $\rightarrow pN^*$ (1520) |
| (30) | $\rightarrow pN^*$ (1690) |
| (31) | $\rightarrow pN^*$ (2190). |

La struttura a $-t = 1.2$ (GeV/c)² osservata nell'urto elastico sembra essere indipendente dall'energia. La distribuzione angolare per la (27) ha un aspetto simile a quella osservata in $pd \rightarrow pd$ (vedi Fig. 21). Questi ultimi dati sono stati analizzati con il modello di Glauber dell'urto multiplo; la struttura risulta dovuta all'interferenza fra urto singolo e urto doppio entro il deutone⁽²⁹⁾. La somiglianza nelle distribuzioni angolari $pp \rightarrow pp$ e $pd \rightarrow pd$ può essere indicativa della possibile natura composita del protone; cioè la struttura in pp potrebbe risultare dall'interferenza fra urto singolo e multiplo dei componenti dei nucleoni (senza specificare quali essi siano).

3.3.4. - L'urto elastico all'indietro.

Fornisce informazioni sulle traiettorie nucleoniche scambiate. La distribuzione angolare all'indietro presenta un picco ripido con un minimo ad $u = -0.25$ (GeV/c)². (Fig. 19).

ELASTIC SCATTERING

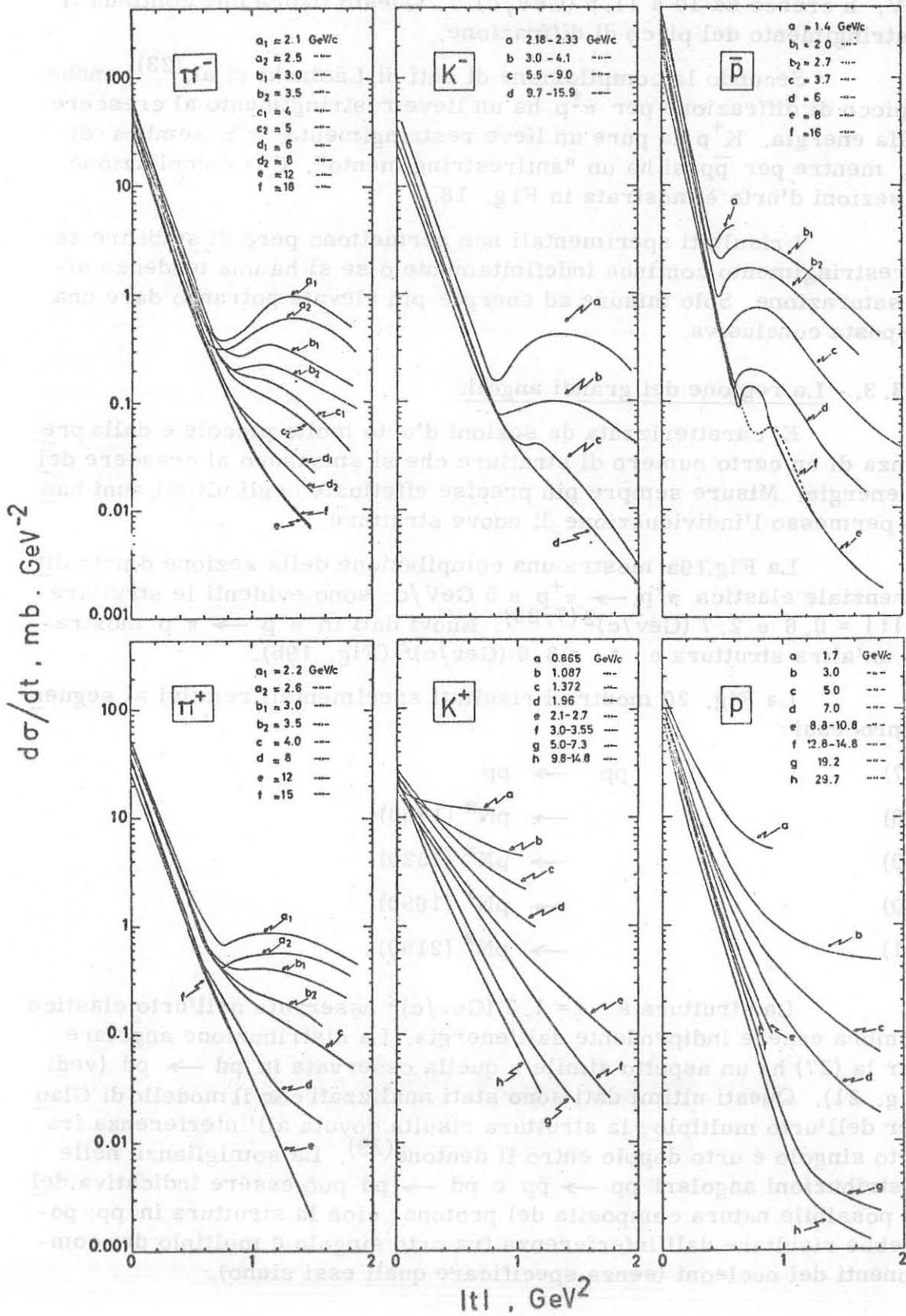
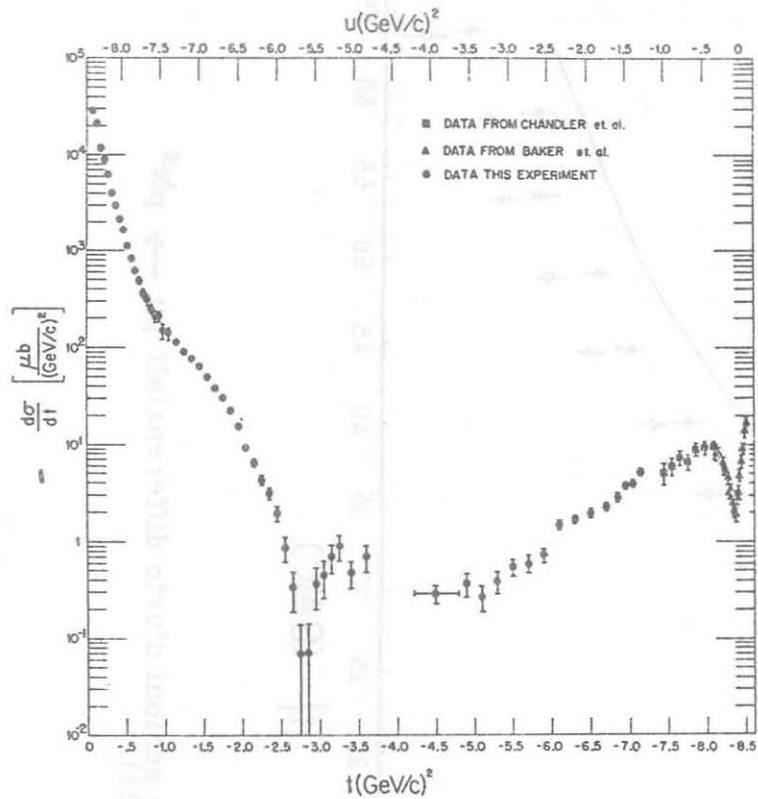
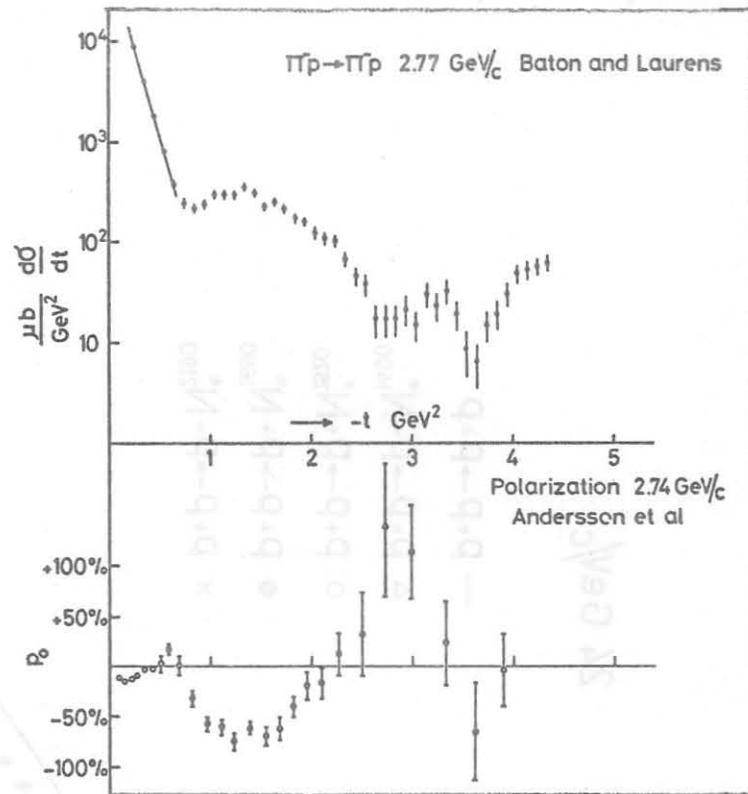


FIG. 18 - Compilazione di sezioni d'urto differenziali.



(a)



(b)

FIG. 19 - La sezione d'urto differenziale $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$ a $5 \text{ GeV}/c$
 e $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$ a $2.73 \text{ GeV}/c$.⁽²³⁾

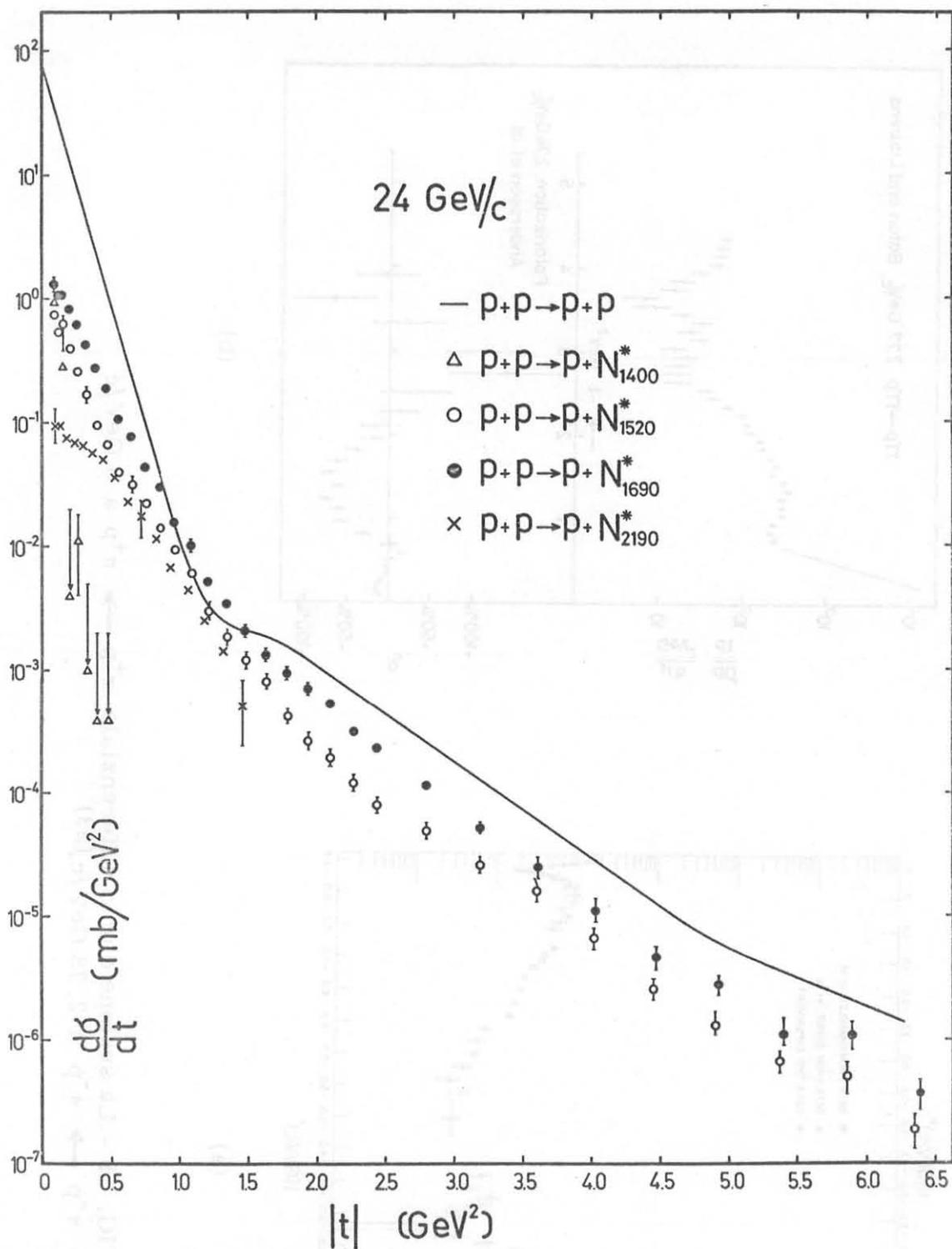


FIG. 20 - Le sezioni d'urto differenziali $pp \rightarrow pN^*$ a 24 GeV/c⁽²³⁾.

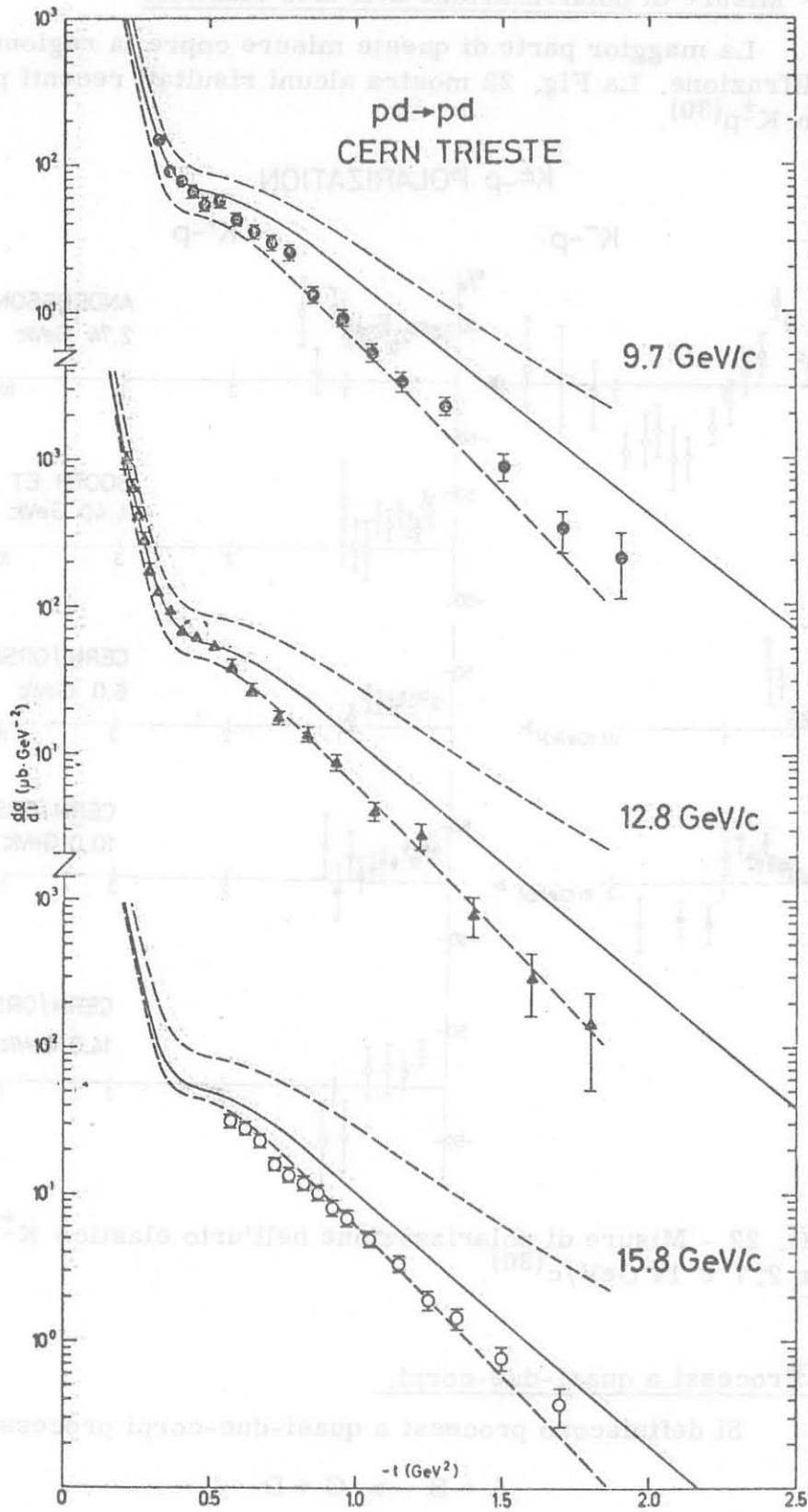


FIG. 21 - La sezione d'urto differenziale $pd \rightarrow pd$ a 9.7, 12.8 e 15.8 GeV/c. (29)

3.3.5. - Misure di polarizzazione nell'urto elastico.

La maggior parte di queste misure copre la regione angolare di diffrazione. La Fig. 22 mostra alcuni risultati recenti per l'urto elastico $K^{\pm}p$ ⁽³⁰⁾.

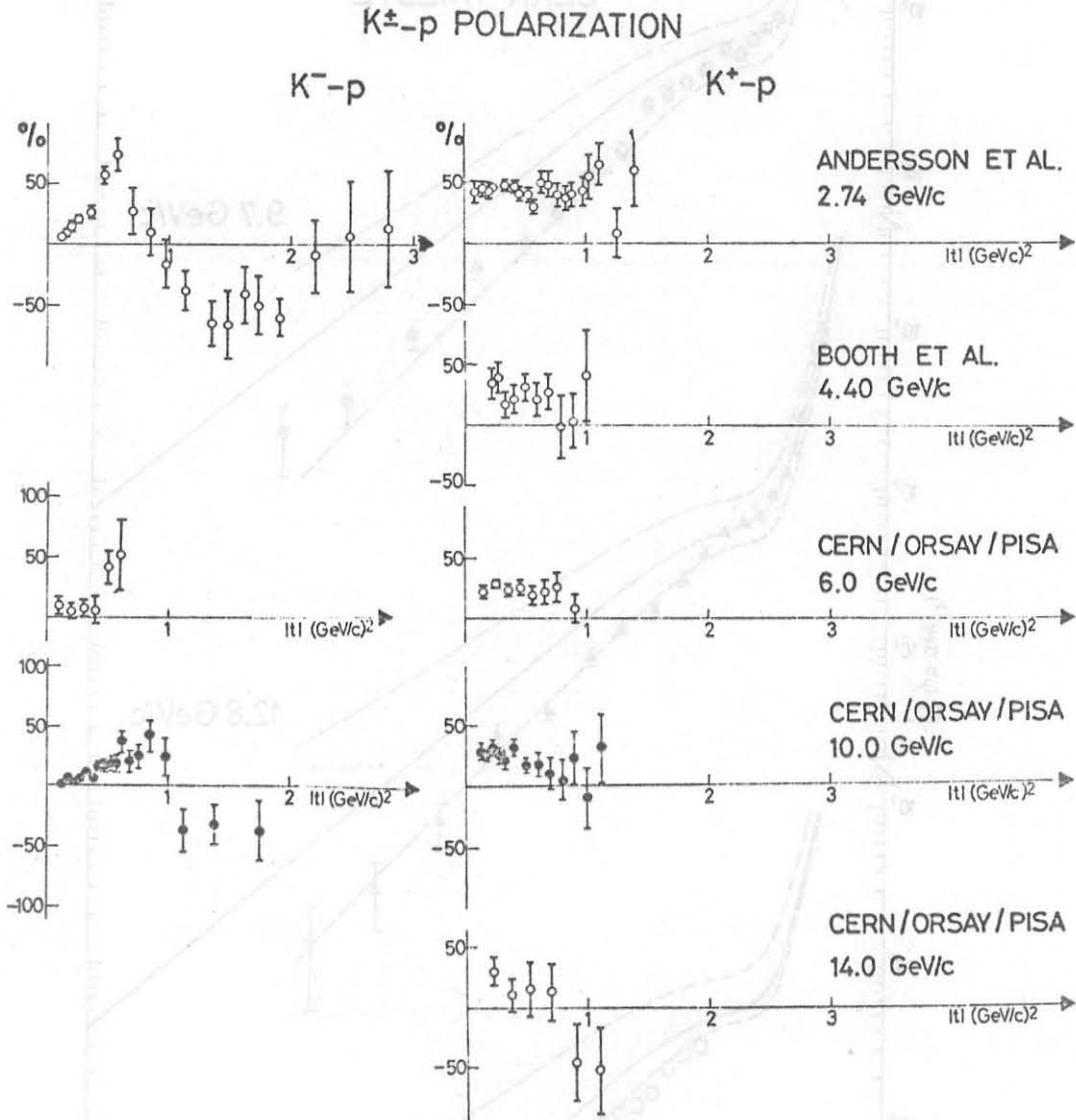


FIG. 22 - Misure di polarizzazione nell'urto elastico $K^{\pm}p$ fra 2.7 e 14 GeV/c⁽³⁰⁾.

3.4. - Processi a quasi-due-corpi.

Si definiscono processi a quasi-due-corpi processi del tipo

$$(32) \quad A + B \rightarrow C + D$$

dove C e/o D sono delle risonanze (per esempio le reazioni 28-31). Processi di questo tipo sono responsabili di quasi la metà della sezione d'urto ad alte energie.

Ci sono alcune difficoltà sperimentali nell'isolare eventi del tipo (32), difficoltà connesse alla larghezza delle risonanze e alla esistenza di un fondo⁽³¹⁾.

Le sezioni d'urto dei processi a quasi-due-corpi decrescono al crescere dell'energia secondo dipendenze caratteristiche del meccanismo del processo⁽³²⁾.

Le distribuzioni angolari per processi a quasi-due-corpi presentano spesso dei picchi in avanti e/o all'indietro. La regione degli angoli intermedi è di solito non ben conosciuta sperimentalmente.

I picchi in avanti vengono interpretati come dovuti allo scambio nel canale - t di un bosone, mentre i picchi all'indietro sono interpretati come dovuti allo scambio nel canale - u di un barione⁽³¹⁾.

3.5. - Produzione di particelle.

Lo studio della produzione di particelle in interazioni di alta energia ha messo in risalto l'importanza della produzione di mesoni π (pionizzazione)⁽³²⁾.

Sperimentalmente esistono due tipi di misure di processi di produzione di particelle :

a) misure dove si osserva una sola particella, cioè del tipo :

$$(33) \quad p + p \rightarrow \pi^+ + \text{qualsiasi cosa};$$

b) misure dove si osserva lo stato finale nella sua interezza, cioè del tipo :

$$(34) \quad \pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^+ \pi^-.$$

3.5.1. - Il primo tipo di misure è tipico di esperienze con contatori, ed è eseguito utilizzando uno spettrometro magnetico. Le tipiche misure di "survey", che si fanno ogni qualvolta entri in funzione una nuova macchina acceleratrice, sono del tipo (33). La Fig. 23 mostra i rapporti di produzione K^-/π^- , \bar{p}/π^- e \bar{d}/π^- a 70 GeV/c. Le variabili cinematiche sono variabili convenienti dal punto di vista sperimentale. A Serpukhov sono stati visti nell'ultimo anno 5 eventi di $\overline{\text{He}}^3$. È interessante notare che la sezione d'urto di produzione delle antiparticelle in funzione della massa (vedi Fig. 24) decresce di circa 4 ordini di grandezza quando la massa aumenta di un GeV. È anche da notare che la sezione d'urto di produzione per \bar{d} è aumentata di circa un ordine di grandezza passando dai 30 GeV di Brookhaven ai 70 di Serpukhov. Queste sono chiare indicazioni sulla necessità di disporre di energie più elevate per produrre, con sezioni d'urto ragionevoli, degli oggetti di massa elevata.

Nelle misure effettuate per studiare modelli di produzione si preferisce utilizzare come variabili l'impulso longitudinale (P_{\parallel}) e quello trasversale (P_{\perp}) della particella. La distribuzione in P_{\perp}

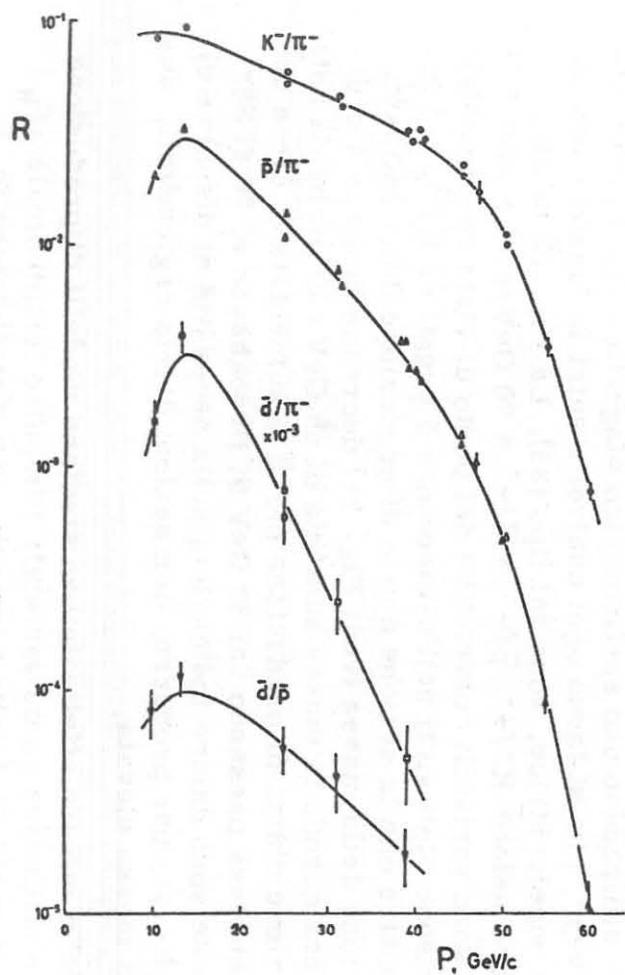


FIG. 23 - Rapporti di produzione di particelle all'acceleratore di Serpukhov⁽²³⁾.

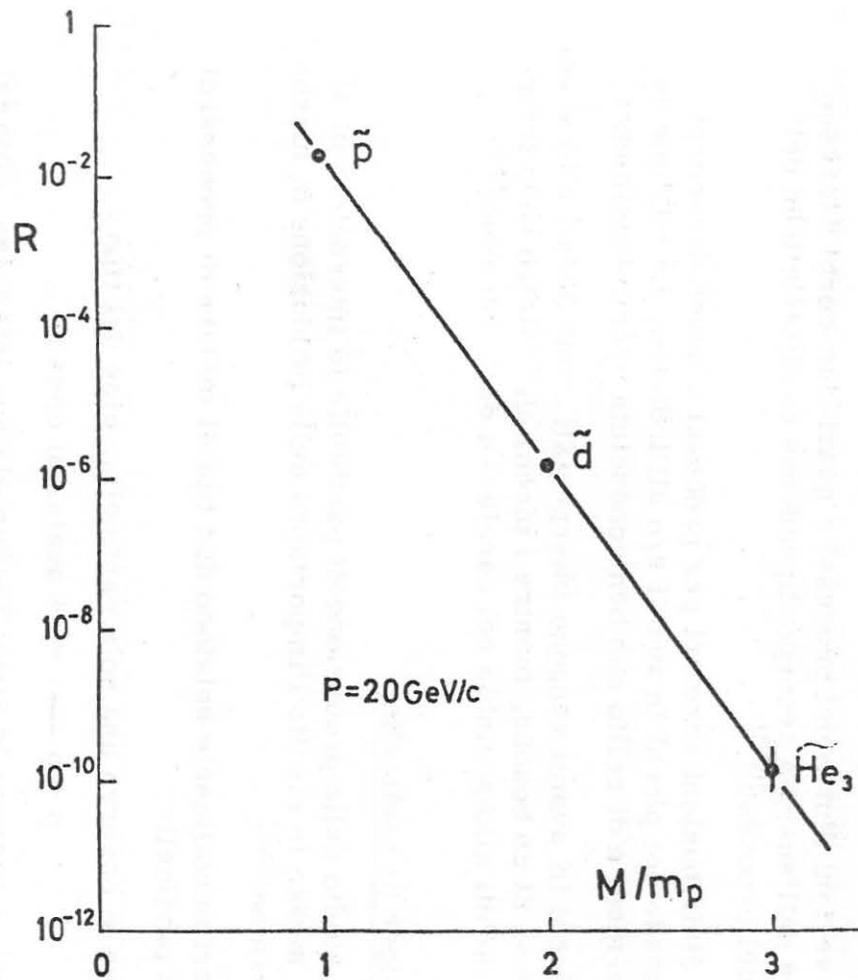


FIG. 24 - Sezioni d'urto di produzione di \bar{p} , \bar{d} , $\overline{He^3}$ all'acceleratore di Serpukhov⁽²³⁾.

sembra avere carattere quasi universale: si parla di valore medio costante dell'impulso trasverso e di distribuzione universale in P_{\perp} connessa per esempio con una "temperatura" costante all'interno della regione dove avviene la produzione. La distribuzione in P_{\parallel} sembra portare con se una maggiore quantità di informazioni sul meccanismo di produzione.

3.5.2. - Negli ultimi anni si sono sviluppate le misure di produzione di particelle, misurando correlazioni angolari con due spettrometri magnetici, ovvero osservando l'intera reazione in camera a bolle. In entrambi i casi diventa molto importante la scelta delle variabili cinematiche.

Van Hove et al.⁽³³⁾ hanno scelto come variabili:

$$(35) \quad x_i = \frac{2 p_{\parallel}^i}{\sum_{i=1}^n |p_{\parallel}^i|}$$

dove n è il numero di particelle nello stato finale.

La sezione d'urto differenziale viene scritta nella forma:

$$(36) \quad d\sigma = |M|^2 \left[\frac{Q^{n-3}}{\sum_i \left(\frac{x_i^2}{E_i}\right) \pi(E_i)} dv_{x_{\parallel}} dv_{x_{\perp}} \right]$$

con

$$(37) \quad Q = \frac{1}{2} \sum_i |p_{\parallel}^i|$$

e $dv_{x_{\parallel}} = dx_{1\parallel} \cdot dx_{2\parallel} \dots$ è l'elemento di volume nello spazio delle x_{\parallel} ; analogamente per $dv_{x_{\perp}}$.

Per le applicazioni pratiche si seguono le considerazioni seguenti:

- Si assume che la dipendenza delle $x_{i\perp}$ non sia importante, per cui si può assumere un valore medio di $dv_{x_{\perp}}$;
- Si prendono in considerazione solo gli eventi in cui il protone va all'indietro;
- La (34) è riscritta come:

$$(38) \quad \pi^+ p \rightarrow \pi^+_{fast} \pi^+_{slow} p \pi^-;$$

- Si considera $d\sigma/dx_s dx_-$, cioè la sezione d'urto differenziale doppia in funzione delle due variabili x_{\parallel} , per il π^- ed il π^+ lento.

Si può ora risolvere la (36) rispetto a $|M|^2$ che risulta essere una funzione delle quantità misurate $d\sigma/dx_s dx_-$ e di quantità ci-

nematiche (spazio fasi longitudinali). In ogni celletta $dv_{||} = dx_s dx_-$ si ha un certo numero di eventi che nel diagramma x_s in funzione di x_- viene indicato con un tratto la cui lunghezza è proporzionale al numero. La Fig. 25 mostra un diagramma del genere per 3 reazioni. Gli eventi tendono a concentrarsi nel 1° e 3° quadrante. Nel primo quadrante x_s e x_- sono positivi, cioè sia il π^- che il π^+ lento vanno in avanti. Siccome il pione positivo veloce, andava già in avanti, risulta sperimentalmente favorita la configurazione in cui tutti i 3π vanno in avanti, il che in termini di meccanismi può essere spiegato con il diagramma in alto a destra di Fig. 26. Cioè sembra che la diffrazione dissociativa del pione incidente giochi un ruolo importante. Analogamente la configurazione nel 3° quadrante si spiega con la dissociazione diffrattiva del protone, che però gioca un ruolo meno importante.

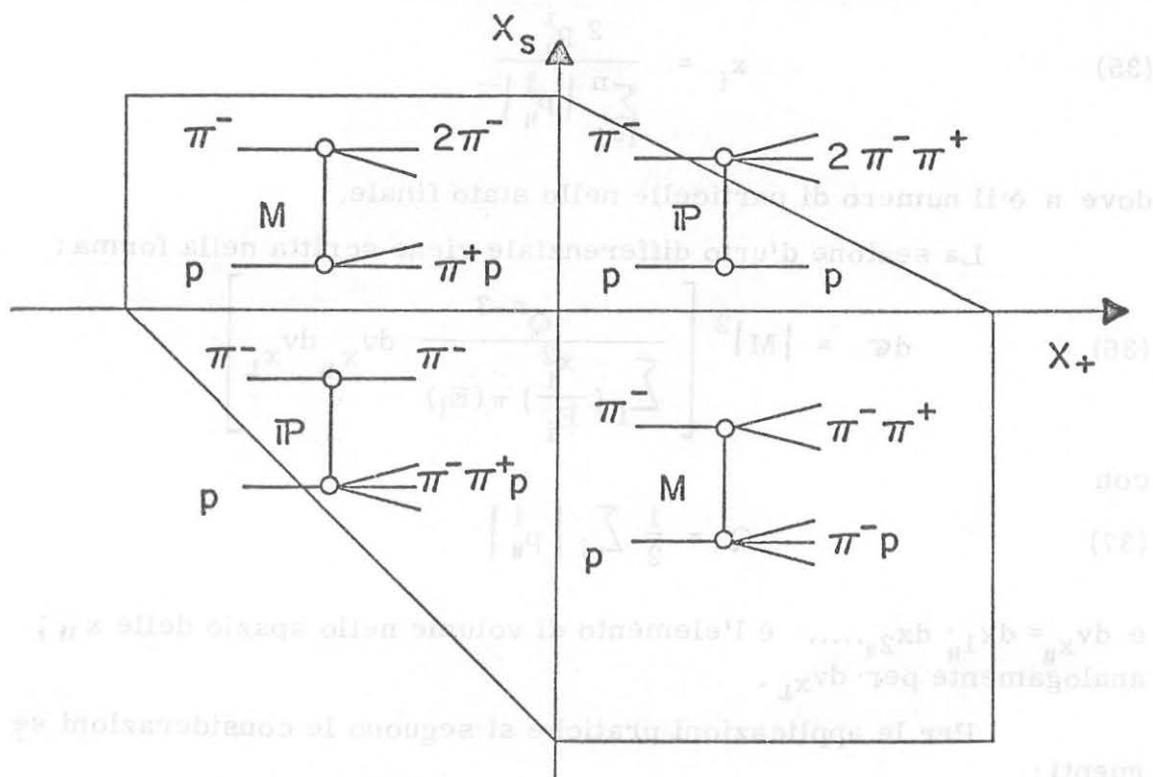
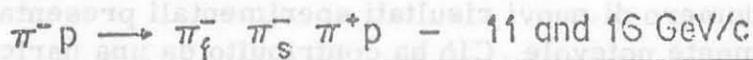
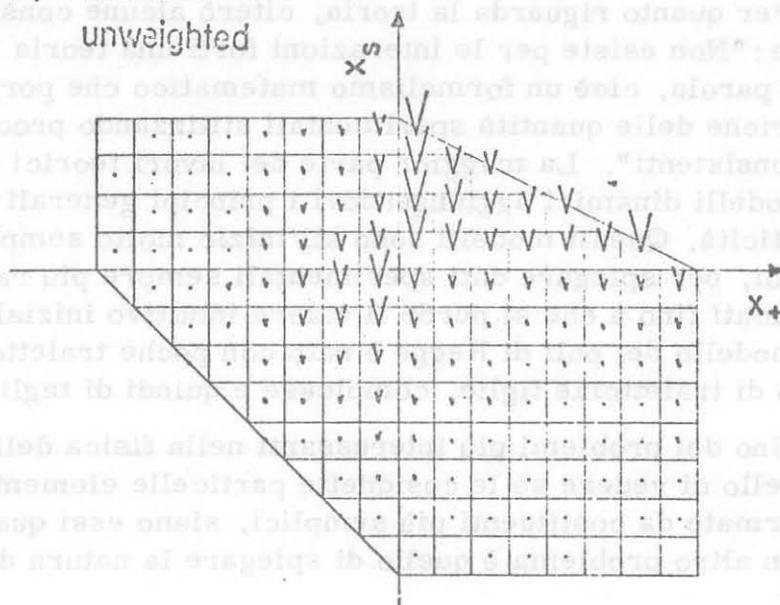


FIG. 26 - Illustrazione di meccanismi di produzione per ciascuna regione del diagramma di Van Hove⁽³³⁾.

In alcune reazioni a 5 corpi sembra essere presente la dissociazione diffrattiva del protone, la dissociazione diffrattiva doppia del pione e del protone e un contributo con scambio di ω .



(a) Number of events
unweighted



(b) Number of events
weighted

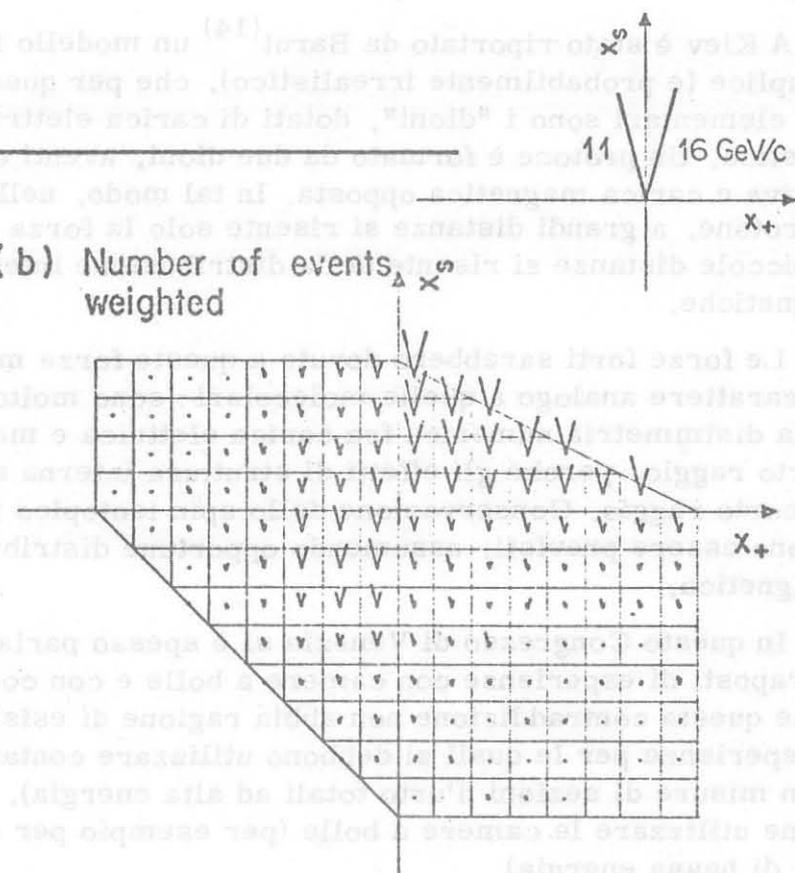


FIG. 25 - Diagramma di Kittel, Ratti e Van Hove⁽³³⁾.

4. - CONSIDERAZIONI TEORICHE E SPERIMENTALI. -

Il numero di nuovi risultati sperimentali presentato a Kiev è stato certamente notevole. Ciò ha contribuito da una parte a chiarire alcuni campi specifici, ma dall'altra parte ha aperto dei nuovi problemi, che potranno essere risolti solo effettuando altre esperienze.

Per quanto riguarda la teoria, citerò alcune considerazioni di Van Hove: "Non esiste per le interazioni forti una teoria nel vero senso della parola, cioè un formalismo matematico che porti a predizioni numeriche delle quantità sperimentali utilizzando procedimenti definiti e consistenti". La maggior parte dei lavori teorici utilizza specifici modelli dinamici aggiungendovi i principi generali di simmetria e analiticità. Questi modelli sono all'inizio molto semplici, direi intuitivi. Poi, per spiegare dati sperimentali sempre più raffinati, vengono complicati fino a che si perde il valore intuitivo iniziale. Per esempio il modello dei poli di Regge è nato con poche traiettorie. Poi si è parlato di traiettorie figlie, complesse e quindi di tagli, ecc.

Uno dei problemi più interessanti nella fisica delle alte energie è quello di vedere se le cosiddette particelle elementari siano in realtà formate da costituenti più semplici, siano essi quarks, partoni od altro. Un altro problema è quello di spiegare la natura delle interazioni forti.

A Kiev è stato riportato da Barut⁽¹⁴⁾ un modello intuitivamente semplice (e probabilmente irrealistico), che per questo citerò: gli oggetti elementari sono i "dioni", dotati di carica elettrica e di carica magnetica. Un protone è formato da due dioni, aventi carica elettrica positiva e carica magnetica opposta. In tal modo, nell'interazione protone-protone, a grandi distanze si risente solo la forza elettrica; invece a piccole distanze si risente della distribuzione interna di cariche magnetiche.

Le forze forti sarebbero dovute a queste forze magnetiche, aventi un carattere analogo a quelle molecolari: sono molto forti a causa della disimmetria numerica fra carica elettrica e magnetica e sono a corto raggio, perchè gli effetti di struttura interna si risentono solo a corto raggio. Conservazione dello spin isotopico ed altri effetti possono essere previsti, assumendo opportune distribuzioni di carica magnetica.

In questo Congresso di Venezia si è spesso parlato in termini contrapposti di esperienze con camere a bolle e con contatori. Io ritengo che questa contraddizione non abbia ragione di esistere: ci sono delle esperienze per le quali si debbono utilizzare contatori (per esempio in misure di sezioni d'urto totali ad alta energia), mentre per altre è bene utilizzare le camere a bolle (per esempio per esperienze con K e \bar{p} di bassa energia).

5. - PROSPETTIVE SPERIMENTALI. -

Attualmente le esperienze nel campo della fisica delle particelle elementari sono fatte quasi esclusivamente in USA, URSS ed Europa Occidentale. Lo sforzo fatto in questi tre paesi è confrontabile per numero di laboratori, acceleratori, personale impiegato, ecc.

Le prospettive sperimentali future per la fisica delle interazioni forti alle energie più elevate sono strettamente collegate allo sviluppo dei grandi acceleratori. Presso gli acceleratori già esistenti verranno fatte esperienze di seconda e terza generazione, cioè esperienze relativamente complesse, dove si studiano alcuni argomenti particolari ben definiti, per esempio il numero di strutture ed il loro comportamento con l'energia nelle sezioni d'urto differenziali elastiche. Per questi scopi è importante avere fasci di ottime qualità ottiche e di elevata intensità. E' quindi logico che presso gli acceleratori in funzione si faccia ogni sforzo per aumentare l'intensità della macchina e migliorare l'equipaggiamento tecnico necessario per una sua più completa utilizzazione.

Mi è sembrato che le sessioni di altissima energia alla conferenza di Kiev siano state dominate dai risultati ottenuti all'acceleratore di Serpukhov, che è servito a rivitalizzare la fisica delle particelle elementari nell'URSS. Tutto ciò può considerarsi come una riprova del fatto che il parametro più importante di un acceleratore è la sua energia, mentre intensità ed equipaggiamento diventano particolarmente importanti in un secondo stadio.

Probabilmente il salto in energia dai 28 GeV del CERN ed i 33 di Brookhaven ai 76 di Serpukhov non è stato troppo ampio, sebbene abbia mostrato l'importanza di salire in energia (vedi σ_{TOT} , rigenerazione, $pp \rightarrow pp$, produzione di particelle, ecc.). Il prossimo salto in energia dovrebbe essere costituito dalla 200-500 GeV di Batavia (fine del 1971?), cui potrebbe seguire in un futuro più o meno distante l'acceleratore cibernetico da 1000 GeV in URSS.

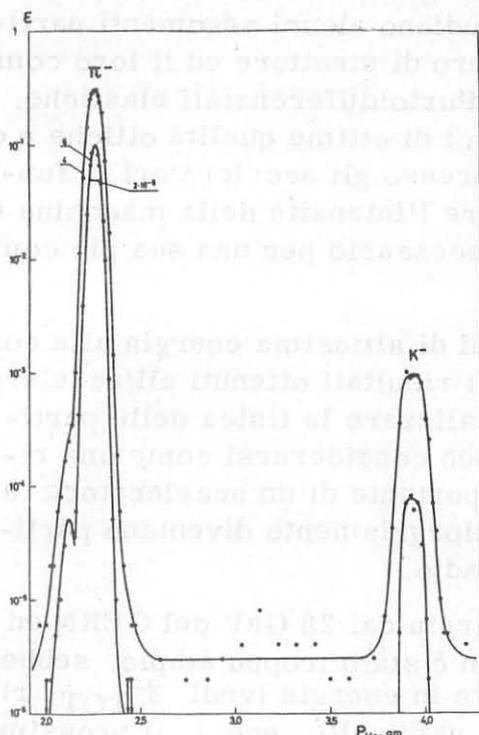
Nel campo degli anelli di accumulazione, al CERN dovrebbero entrare in funzione gli ISR per protoni da 25 GeV (sono ormai funzionanti) e in URSS (nel 1972?) gli anelli VAP per \bar{p} e p da 20 GeV. Gli anelli di accumulazione permetteranno di effettuare solo un certo numero di esperienze, ma ad energie estremamente elevate. Li possiamo perciò considerare come una "finestra aperta sul futuro", serviranno cioè a darci qualche idea del comportamento delle interazioni forti ad energie altissime.

Sono in progresso degli sforzi per studiare se sia possibile costruire acceleratori non-convenzionali: già l'acceleratore cibernetico completamente controllato da calcolatori è non convenzionale; ma si parla anche di acceleratori con anello di elettroni (ERA, Smokotron), a magneti raffreddati e superconduttori, con radiofrequenze superconduttrici, ecc.

Quali saranno i problemi fisici da affrontare con questi su per-acceleratori? Probabilmente le esperienze di prima generazione saranno analoghe e avranno le stesse motivazioni di quelle precedentemente effettuate presso altri acceleratori:

1. Produzione di particelle, per scopi pretici e teorici. Per esempio:

a) Le tecniche presenti sono adeguate a queste nuove energie? La Fig. 27 mostra la curva di separazione fra π^- e K^- a 50 GeV, ot tenuta con un contatore Cerenkov differenziale, ad elio, lungo 10 m: questo contatore può separare π^- da K^- fino a 200 GeV.



b) I flussi di particelle sono ade guati per effettuare esperienze?

c) Quali modelli di produzione sono validi?

FIG. 27 - Curva di pressione ot tenuta a 50 GeV/c con un contato re di Cerenkov differenziale ad elio⁽³⁵⁾.

2. Misure di sezioni d'urto totali, per avere rapidamente una idea del le caratteristiche principali delle interazioni forti; in particolare ci si chiede: esiste un punto di ionizzazione? Le sezioni d'urto totali salgono con l'energia? Il teorema di Pomeranchuk è valido?
3. Diffusione elastica protone-protone. Alcune domande possono esse re: La parte reale a $t=0$ segue le predizioni delle relazioni di dispersione? Il restringimento del picco di diffrazione continua anche ad energie più elevate? o si ha una saturazione? La struttura a $t = 1.2 (\text{GeV}/c)^2$ persiste ancora?
4. La parte più interessante è probabilmente quella connessa con la ricerca di nuovi fenomeni (anche se è prevedibile che la maggior parte delle esperienze in questo campo avranno esito negativo e perciò saranno inconclusive). Si cercheranno quarks, monopoli ma gnetici, bosoni intermedi, ecc. La domanda fondamentale concer nente questi problemi è: esistono dei componenti più elementari delle attuali particelle? Solo esperienze raffinate, effettuate ad energie sempre più elevate, potranno dare una risposta a questo problema.

BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - G. Giacomelli, Total cross-section measurements, Progr. in Nuclear Phys. 12, 77 (1970).
- (2) - E. Fiorini, Relazione generale al Congresso annuale della SIF, Roma (1968); S. Ratti, Relazione generale al Congresso annuale della SIF, Bari (1969).
- (3) - A. Astier, Boson resonances, Proc. Intern. Conf. on High Energy Physics, Kiev (1970).
- (4) - R. Plano, Non strange baryon resonances, Proc. Intern. Conf. on High Energy Physics, Kiev (1970).
- (5) - N. Samios, Strange baryon resonances, Proc. Intern. Conf. on High Energy Physics, Kiev (1970).
- (6) - R. Ayed et al., Phys. Letters 31B, 598 (1970).
- (7) - G. Giacomelli, Pion nucleon scattering, CERN-NP-70-11 (1970).
- (8) - A. Kernan et al., Proc. Intern. Conf. on High Energy Physics, Kiev (1970).
- (9) - R. Wilson, Colliding beam experiments, Proc. Intern. Conf. on High Energy Physics, Kiev (1970).
- (10) - G. Chikovani et al., Phys. Letters 25B, 44 (1967), H. Benz et al., Phys. Letters 28B, 233 (1968); R. Baud et al., Phys. Letters 31B, 397 (1970).
- (11) - R. J. Abrams et al., Phys. Rev. D1, 1917 (1970).
- (12) - M. Basile et al., Lettere Nuovo Cimento 4, 838 (1970).
- (13) - A. Barbaro-Galtieri et al., Proc. Intern. Conf., Philadelphia (1970).
- (14) - SABRE Collaboration, G. Giacomelli et al., Phys. Letters 33B, 373 (1970).
- (15) - G. Giacomelli et al., Nuclear Phys. B20, 301 (1970).
- (16) - G. Giacomelli et al., Proc. Intern. Conf. on High Energy Phys., Kiev (1970).
- (17) - G. Barbiellini et al., Proc. Intern. Conf. on High Energy Phys., Kiev (1970); Congresso annuale della SIF, Venezia (1970).
- (18) - V. Alles-Borelli et al., Proc. Intern. Conf. on High Energy Phys., Kiev (1970); Congresso annuale della SIF, Venezia (1970).
- (19) - R. Baldini-Celio et al., Proc. Intern. Conf. on High Energy Phys., Kiev (1970); Congresso annuale della SIF, Venezia (1970).
- (20) - V. Silvestrini et al., Proc. Intern. Conf. on High Energy Phys., Kiev (1970); Congresso annuale della SIF, Venezia (1970).
- (21) - J. V. Allaby et al., Phys. Letters 30B, 500 (1969).
- (22) - A. Vasiljev et al., Proc. Intern. Conf. on High Energy Phys., Kiev (1970).
- (23) - J. V. Allaby, Two body hadronic interactions, Proc. Intern. Conf. on High Energy Physics, Kiev (1970).
- (24) - Darriulat et al., Proc. Intern. Conf. on High Energy Physics, Kiev (1970).
- (25) - Buchanan et al., Proc. Intern. Conf. on High Energy Physics, Kiev (1970).

- (26) - Borisonskaya et al., Proc. Intern. Conf. on High Energy Phys., Kiev (1970).
- (27) - Bartenev et al., Proc. Intern. Conf. on High Energy Physics, Kiev (1970).
- (28) - G. Giacomelli, Evolution of particle physics (ed. M. Conversi, 1970).
- (29) - Bradamante et al., Proc. Intern. Conf. on High Energy Phys., Kiev (1970).
- (30) - G. Bellettini et al., Proc. Intern. Conf. on High Energy Phys., Kiev (1970).
- (31) - SABRE Collaboration, Quasi two body interactions at 3 GeV/c, Proc. Intern. Conf. on High Energy Physics, Kiev (1970).
- (32) - D. R. O. Morrison, Quasi two-body reactions, Proc. Intern. Conf. on High Energy Physics, Kiev (1970).
- (33) - L. Van Hove, Phys. Letters 28B, 429 (1969); Nuclear Phys. B9, 429 (1969); W. Kittel et al., CERN/-D. Ph. II/Phys. 70-19 (1970).
- (34) - A. Barut, Symmetry properties in elementary particle theory, Proc. Intern. Conf. on High Energy Physics, Kiev (1970).
- (35) - S. P. Denisov et al., Comunicazione privata.
- (36) - Un gruppo di Berkeley ha recentemente comunicato l'osservazione in camera a bolle di un evento $\bar{\Omega}^-$.