

COMITATO NAZIONALE PER L'ENERGIA NUCLEARE  
Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-75/3(R)  
Gennaio 1975

A. Małecki: FISICA NUCLEARE INTERMEDIA.

(Relazione al LX Congresso della SIF, Bologna, 1974)

A. Małecki<sup>(x)</sup>: FISICA NUCLEARE INTERMEDIA, -

(Relazione generale tenuta al LX Congresso della Società Italiana di Fisica, Bologna 1974)

1. - FISICA NUCLEARE INTERMEDIA: SIGNIFICATO E SITUAZIONE. -

Nell'ultimo decennio la Fisica Nucleare Intermedia si è sviluppata grandemente in tutti i Laboratori dotati di macchine di alta energia. Il numero di ricercatori in questo campo, per la problematica sempre più ricca e vasta, è in continuo aumento. Ogni due anni vengono organizzate le grandi conferenze internazionali sotto il nome "High Energy Physics and Nuclear Structure" - l'ultima si è tenuta l'anno scorso ad Uppsala<sup>(1)</sup>, la prossima si avrà a Los Alamos.

Anche in Italia questi studi sono progrediti nonostante una base sperimentale piuttosto limitata. I ricercatori italiani hanno tre possibilità sperimentali:

- a) L'elettrosincrotrone di 1 GeV di Frascati; questo acceleratore è famoso per le misure dello scattering ( $e, e'p$ ) in coincidenza<sup>(2)</sup> e attualmente è in programma di convertirlo ad acceleratore di ioni pesanti, con energia di qualche centinaio di MeV per nucleone<sup>(3)</sup>.
- b) L'acceleratore lineare di elettroni di 450 MeV sempre a Frascati; il linac è usato come iniettore all'Adone ma nel quadro del programma LEALE permette di studiare i nuclei con fasci di pioni e fotoni monocromatici e polarizzati<sup>(4)</sup>.
- c) L'elettrosincrotrone di 100 MeV di Torino; è prevalentemente usato per gli studi di fotodisintegrazione nucleare<sup>(5)</sup>.

Esistono anche collaborazioni con altri Centri europei di fisica nucleare intermedia, p. es.: CERN-Milano, Torino, Trieste; Saclay-Catania, Frascati; Dubna-Torino.

I teorici italiani che lavorano nel campo sono piuttosto numerosi. Nel Centro Internazionale di Fisica Teorica a Trieste è stato organizzato recentemente un interessante convegno su "High Energy Collisions Involving Nuclei"<sup>(6)</sup>.

Vediamo ora che cosa significa "Fisica Nucleare Intermedia". Una definizione precisa non esiste, si può dire che siamo al confine tra la fisica nucleare tradizionale di basse energie e la fisica delle particelle elementari.

Una ricetta grossolana per fare fisica nucleare intermedia è la seguente: prendere come targhetta un nucleo e come fascio un fascio di particelle di alta energia in tutta la loro varietà,

---

(x) - dall'Istituto di Fisica Nucleare di Cracovia (Polonia).

2.

sia particelle convenzionali per le basse energie (protoni, elettroni, deutoni, etc.) sia particelle non convenzionali (muoni, mesoni,  $\pi$ , K, antiprotoni, etc.).

La nostra definizione può essere estesa anche agli stati legati di una particella non convenzionale con un nucleo o un atomo. Per esempio, particelle negative come  $\mu^-$ ,  $\pi^-$ ,  $K^-$ ,  $\bar{p}$ ,  $\Sigma^-$  possono essere catturate nell'atomo formando i così detti atomi esotici. Esistono anche i nuclei esotici. Finora conosciamo solo ipernuclei, con una o due particelle  $\Lambda$  legate, non essendo però esclusa la possibilità di legare nel nucleo degli altri barioni. Anche di questi stati esotici legati si occupa la fisica nucleare intermedia.

Facciamoci adesso una domanda importante: che cosa ci si può aspettare dal legame di un nucleo con un proiettile di alta energia? Precisamente, le domande sono due: quali vantaggi può avere la fisica delle interazioni elementari dall'uso di targhette nucleari, e quali la fisica nucleare dall'uso di proiettili energetici o non convenzionali? Cercheremo di rispondere in breve a queste domande.

## 2. - PROSPETTIVE SULL'USO DI TARGHETTE NUCLEARI NELLA FISICA DELLE PARTICELLE ELEMENTARI. -

I proiettili energetici permettono di vedere il nucleo non come un mezzo esteso, ma come un sistema di singoli protoni e neutroni, dando così informazioni sulle interazioni elementari proiettile-nucleone.

Per il neutrone l'uso dei nuclei (soprattutto il deuterio) è quasi l'unico modo di studiare le sue interazioni. Per il protone possiamo avere delle informazioni complementari a quelle ottenute dagli studi su idrogeno. Nel nucleo l'interazione con i singoli nucleoni possono essere intensificate in maniera coerente magnificando la dipendenza della risposta nucleare dai parametri dell'interazione elementare. Per esempio, la struttura diffrattiva della diffusione elastica adrone-nucleo è molto sensibile alla parte reale dell'ampiezza elementare proiettile-nucleone<sup>(7)</sup>.

L'uso di targhette nucleari è vantaggioso nei processi di produzione ad alta energia. Nella produzione su targhette elementari ha luogo una interferenza complessa dei diversi stati di spin, isospin e parità, il nucleo invece può funzionare in condizioni di coerenza come un filtro (oltre che un amplificatore) selezionando determinati canali di produzione.

Un esempio è la dissociazione diffrattiva ( $\gamma \rightarrow \rho$ ,  $\pi \rightarrow 3\pi$ ,  $K \rightarrow K\pi\pi$ , etc.) dove il sistema finale ha gli stessi numeri quantici interni del fascio incidente. In contrasto alla produzione su protone dove la parte diffrattiva del processo è difficile ad essere evidenziata, essa è invece dominante nella produzione coerente su nuclei.

Il nucleo come una targhetta effettiva di eccezionale densità di nucleoni può servire allo studio di particelle prodotte nell'urto proiettile-nucleo e in particolare di quelle di vita media molto breve. Nella produzione con targhette elementari si osservano infatti solo gli stati asintotici dell'interazione mentre nel nucleo analizzando l'assorbimento nella materia nucleare della particella prodotta si può seguire lo sviluppo dello stato adronico sia in spazio che in tempo.

Questa tecnica nucleare è ormai classica nello studio della fotoproduzione di mesoni vettoriali da dove abbiamo ricevuto, per esempio, informazioni sull'accoppiamento  $\gamma$ - $\rho$  e sulla sezione d'urto totale  $\rho$ -nucleone<sup>(8)</sup>.

Lo stesso metodo viene usato anche nello studio della dissociazione del pione in 3 o 5 pioni, e degli altri processi di dissociazione diffrattiva. La collaborazione CERN-Londra-Milano-Zurigo<sup>(9)</sup> ha ottenuto l'importante risultato che un sistema di molti pioni prodotto nel nucleo interagisce con i nucleoni con una sezione d'urto molto vicina a quella del pione, e non 3 o 5 volte più grande. Questo interessante problema dell'assorbimento anomalo dei sistemi multimesonici in materia nucleare è ancora aperto.

Con i nuclei possiamo realizzare condensazioni di energia in spazi relativamente grandi. Sappiamo accelerare nuclei di peso atomico medio fino ad energie relativistiche ( $\sim 1$  GeV per nucleone) e fra qualche anno avremo anche fasci relativistici di nuclei pesanti. Facendo urtare due ioni pesanti - per esempio piombo su piombo - si ottiene una grande quantità di energia accumulata in un volume di  $\sim 100 \text{ fm}^3$ .

E' interessante speculare che cosa può risultare da una simile concentrazione di energia. Esistono delle considerazioni di Lee e Wick<sup>(10)</sup> sulla possibilità di formare in tal caso uno stato anomalo di materia nucleare, un nucleo stabile o metastabile con numero di nucleoni  $A \approx 400$ . Questo nucleo avrebbe eccezionali proprietà: densità doppia di quella normale e un'energia di legame dell'ordine di centinaia di MeV per nucleone. I nucleoni nello stato anomalo si comporterebbero come particelle quasi senza massa e le proprietà delle interazioni elementari potrebbero essere cambiate. Bisogna dire che questa prospettiva è assai impressionante.

### 3. - PROSPETTIVE SULL'USO DI PROIETTILI DI ALTA ENERGIA IN FISICA NUCLEARE. -

Il proiettile energetico è una sonda che avendo associata una lunghezza d'onda molto piccola, può fornire una immagine "microscopica" del nucleo come sistema di nucleoni interagenti, dando così informazioni complementari a quelle ottenute a basse energie. Queste ultime riguardano soprattutto le proprietà "macroscopiche" dei nuclei come momenti statici, raggi nucleari o schemi di livelli.

Con i proiettili energetici abbiamo invece la possibilità di studiare i dettagli della struttura nucleare: energie di legame nei diversi strati del nucleo, distribuzioni di impulso, e, a grandi impulsi trasferiti al nucleo residuo, correlazioni a corta distanza fra i nucleoni.

Un altro aspetto dell'uso di proiettili veloci nello studio di strutture nucleari è che un proiettile relativistico non entra nella dinamica nucleare ma esce dal nucleo prima che la configurazione dei nucleoni cambi. Infatti il moto dei nucleoni nella materia nucleare è relativamente lento, rispetto a quello del proiettile di alta energia che può quindi fornirci una "fotografia" del nucleo.

In altre parole, per proiettili veloci, il meccanismo della reazione si separa dagli effetti della struttura nucleare. Il meccanismo è una sequenza di urti a due corpi: proiettile-nucleone, invece la dinamica nucleare a molti corpi è rappresentata in una funzione d'onda da mediare sulle varie configurazioni delle coordinate nucleoniche.

L'uso di diversi proiettili non convenzionali è molto interessante e vantaggioso. I mesoni K formano gli ipernuclei. I pioni avendo isospin  $T=1$  permettono di studiare, mediante reazioni di doppio scambio di carica, stati analoghi non raggiungibili altrimenti ( $\Delta T_3 = \pm 2$ ). Il loro assorbimento in materia nucleare, per la grande differenza di massa tra pione e nucleone, avviene su due nucleoni o su un nucleone legato di alto impulso essendo così molto sensibile alle correlazioni dinamiche.

Lo scopo di questa introduzione era di tracciare le potenzialità gnoseologiche che la fisica nucleare intermedia offre agli studi di particelle elementari e di struttura nucleare. Per fisica dei nuclei abbiamo moltissime possibilità di scelta di natura del proiettile, di tipo dello stato finale, e di condizioni cinematiche delle misure. Ora, pur nell'imbarazzo della scelta, ci dobbiamo concentrare su degli argomenti specifici. Sono stati scelti seguenti argomenti: correlazioni dinamiche a corto range, risonanze barioniche in materia nucleare, e scattering adrone-nucleo ad alte energie.

### 4. - CORRELAZIONI DINAMICHE DI CORTO RAGGIO. -

Dall'analisi degli sfasamenti nella diffusione protone-protone risulta che l'interazione di due nucleoni contiene un nocciolo duro di raggio piccolo. E' importante conoscere se questa intensa forza ripulsiva esiste anche nei nuclei e in quali processi e condizioni cinematiche può essere evidenziata.

La presenza del nocciolo duro impone che la funzione d'onda nucleare  $\psi(\vec{r}_j; j=1, \dots, A)$  si azzeri a distanze piccole fra i nucleoni:

$$\psi = 0 \quad \text{per} \quad r_{jk} = \left| \vec{r}_j - \vec{r}_k \right| \quad \text{piccoli.}$$

La funzione d'onda di modello a shell, o di tipo Hartree-Fock, essendo una combinazione di stati di particella singola, non ha queste proprietà. Una semplice e possibile soluzione è di

introdurre la così detta funzione di Jastrow, moltiplicando la funzione di modello a shell per un prodotto di fattori chiamati fattori di correlazione, che si azzerino a piccole distanze:

$$\psi_J = \psi_{SM} \prod_{j>k}^A G(r_{jk}), \quad G(r_{jk}) = 0 \quad \text{per } r_{jk} \text{ piccoli,}$$

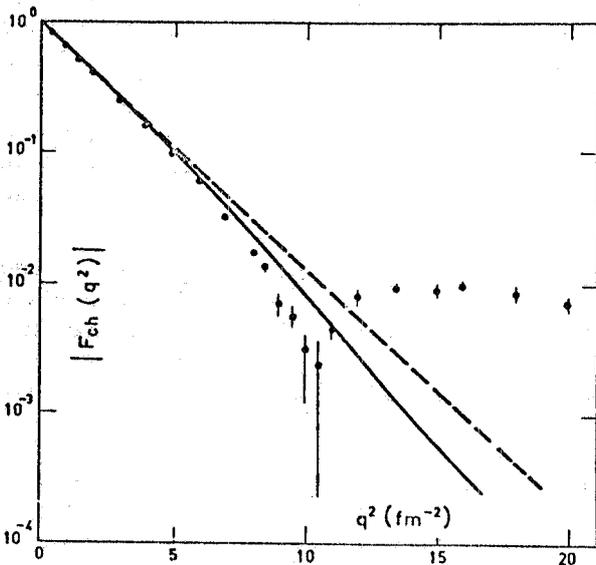
per esempio

$$G(r_{jk}) = \begin{cases} 0 & r_{jk} < c \\ 1 - \exp(-B r_{jk}^2) & r_{jk} \geq c \end{cases}$$

dove  $c$  è il raggio del nocciolo duro.

Il problema è di evidenziare i processi e le condizioni cinematiche in cui la funzione di modello a shell  $\psi_{SM}$  non è sufficiente a descrivere una sezione d'urto, ed è necessaria l'introduzione della funzione di Jastrow  $\psi_J$ . Questi problemi sono stati studiati nello scattering elettrone-nucleo e in altri processi.

In Fig. 1 abbiamo il fattore di forma di  ${}^4\text{He}$  misurato nello scattering elastico di elettroni e le previsioni teoriche di modello a shell sia con buca di potenziale d'oscillatore armonico (curva tratteggiata) che con buca di tipo Saxon-Woods (curva piena). Il modello a strati funziona a bassi e medi impulsi trasferiti, fino a  $q \approx 500 \text{ MeV}$ , però non spiega la presenza del minimo e del secondo massimo nei dati sperimentali.



Per  ${}^{16}\text{O}$  (Fig. 2) la buca dell'oscillatore armonico riproduce bene solo il primo minimo che risulta dall'interferenza dei due contributi dalle shell  $s$  e  $p$ . La buca di potenziale Saxon-Woods riproduce i due minimi però il terzo massimo è molto più basso di quello sperimentale.

FIG. 1 - Fattore di forma di  ${}^4\text{He}$ . Dati sperimentali<sup>(11)</sup> e previsioni teoriche del modello a strati<sup>(12)</sup>.

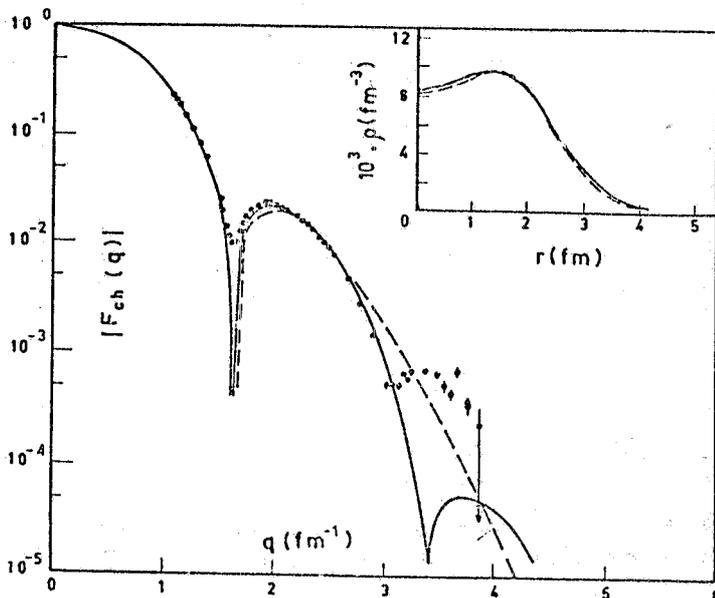


FIG. 2 - Fattore di forma di  ${}^{16}\text{O}$ . Dati sperimentali<sup>(13)</sup> e previsioni teoriche del modello a strati<sup>(12)</sup>.

Le Fig. 3 e 4 mostrano invece che con la funzione di Jastrow si possono avere degli accordi molto buoni con i dati sperimentali in un vasto intervallo di impulsi trasferiti. Ad alti impulsi trasferiti le correlazioni dinamiche sono molto importanti come è abbastanza evidente, nonostante una certa dipendenza, dal tipo di stati di particella singola.

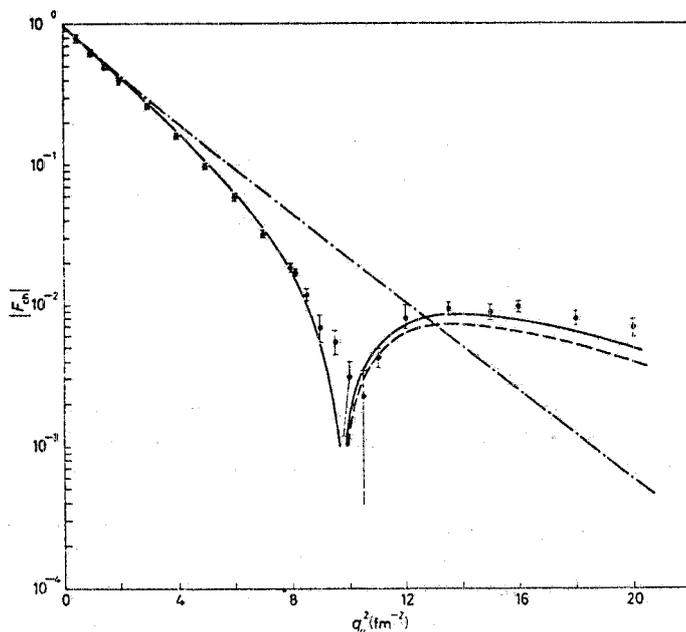


FIG. 3 - Fattore di forma di  ${}^4\text{He}$ . Dati sperimentali<sup>(11)</sup> e previsioni teoriche<sup>(14)</sup> di modello a shell con buca d'oscillatore (curva tratteggiata e punto), e del modello Jastrow con "soft-core" (curva tratteggiata) e "hard-core" (curva continua).

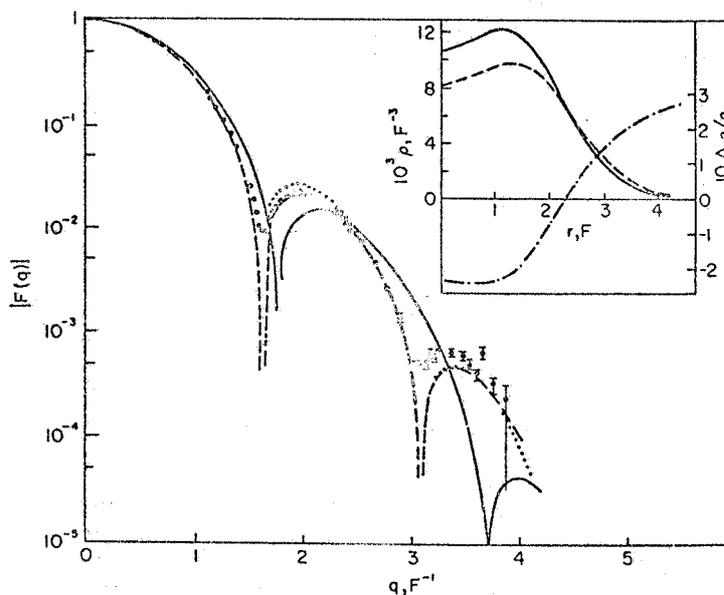


FIG. 4 - Fattore di forma di  ${}^{16}\text{O}$ . Dati sperimentali<sup>(13)</sup> e previsioni teoriche<sup>(15)</sup> del modello a shell con buca Saxon-Woods (curva continua), e del modello Jastrow (soft-core) con buca d'oscillatore (curva punteggiata) e con buca Saxon-Woods (curva tratteggiata). Viene mostrata anche la densità di carica.

Dalla Fig. 4 vediamo che le correlazioni formano una depressione della densità nucleare nel centro del nucleo come conseguenza naturale dell'introduzione delle forze ripulsive.

Introducendo le correlazioni dinamiche dovremmo anche aspettare nella distribuzione di impulso dei nucleoni legati una coda ad alti impulsi (Fig. 5).

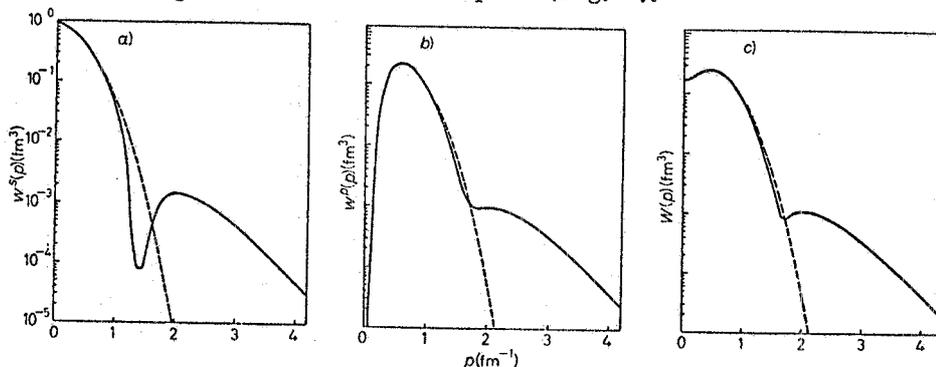


FIG. 5 - Distribuzione di impulso in  $^{16}\text{O}$  per s-shell (a), p-shell (b), e per le due shell (c). Previsioni<sup>(16)</sup> del modello a strati con buca d'oscillatore (curva tratteggiata), e del modello Jastrow (curva piena).

La presenza di questa coda può essere evidenziata nel processo anelastico in cui si ha emissione di nucleoni singoli dal nucleo. Ad alta energia il meccanismo di reazione è diretto o quasi-libero: il proiettile interagisce con il nucleone come se fosse un nucleone libero tenendo conto solo della sua energia di legame e del suo impulso. La rivelazione simultanea del proiettile e del protone emesso fornisce informazioni sulle energie di legame delle shell e sulle distribuzioni d'impulso entro il nucleo.

La tecnica della diffusione quasi-libera è vastamente usata negli esperimenti (p, 2p) e (e, e'p). In Fig. 6 vengono mostrate le distribuzioni di impulso dei protoni in s-shell e p-shell di  $^{40}\text{Ca}$ , ottenute in misure (e, e'p)<sup>(2)</sup>.

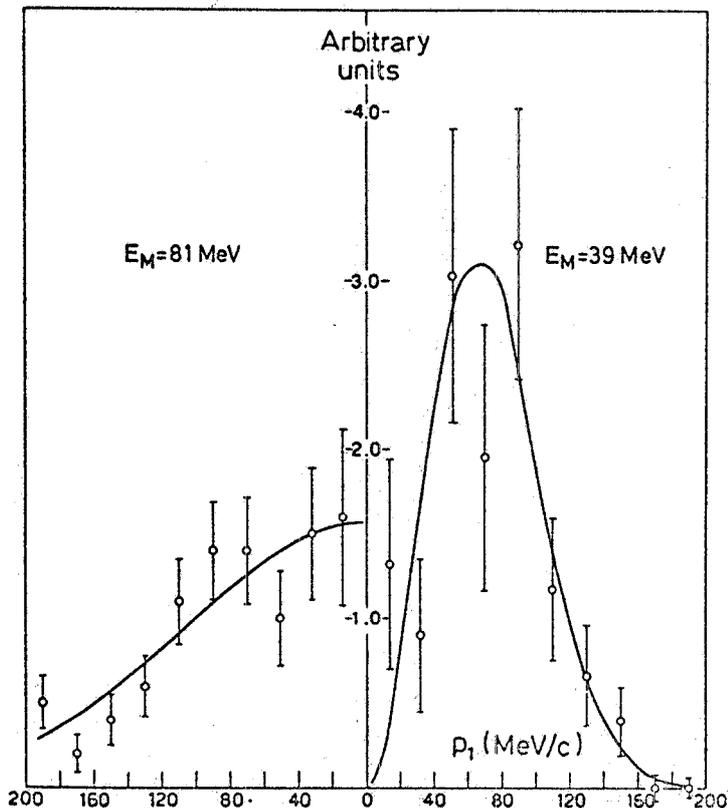


FIG. 6 -  $^{40}\text{Ca}$ . Distribuzione di impulso di protoni in s-shell e p-shell. Dati sperimentali<sup>(2)</sup> e previsioni del modello a strati con buca d'oscillatore.

Per osservare gli effetti delle correlazioni bisognerebbe estendere queste misure a impulsi più alti. Dalle Fig. 5 e 7 vediamo che la presenza delle forze ripulsive si fa sentire per  $p > 2 \text{ fm}^{-1}$  dove le correlazioni cambiano fortemente la pendenza della sezione d'urto.

Questa zona di forte dipendenza dalle correlazioni corrisponde all'emissione di protoni all'indietro rispetto al fascio incidente. Infatti, la presenza di protoni di alto impulso nello spazio cinematico dove il proiettile non trasferisce impulso richiede che il nucleone abbia già nel nucleo una quantità di moto molto elevata.

Questa immagine "impulsiva" non è cambiata dagli effetti di interazioni nello stato finale (Fig. 8). La diffusione di protoni nel potenziale ottico del nucleo residuo provoca soprattutto un parziale assorbimento non disturbando molto le distribuzioni angolari.

Gli esperimenti di scattering quasi-libero in zona di alti impulsi (corrispondenti a grandi impulsi di rinculo del nucleo finale) sono molto difficili. Il risultato della recente misura (e, e'p) (Fig. 9) fa però sperare che in un prossimo futuro avremo delle indicazioni sulle correlazioni dinamiche, complementari a quelle ottenute nello scattering elastico.

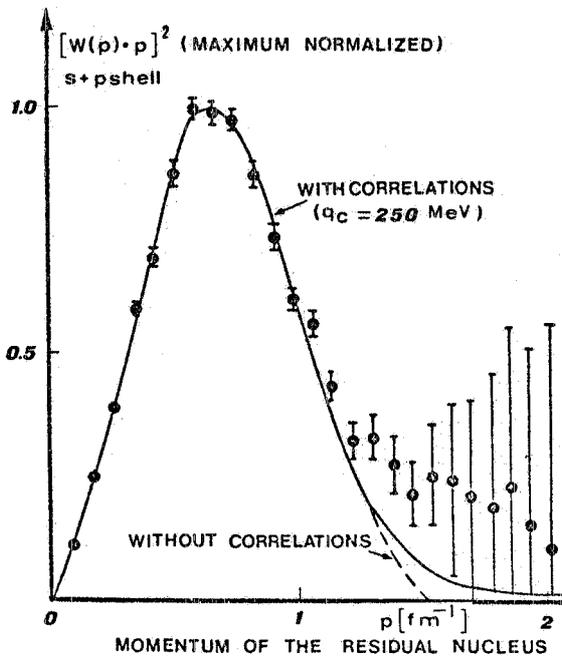


FIG. 9 - Distribuzione di impulso dei protoni legati in  $^{12}\text{C}$ , misurata nella reazione (e, e'p)(19).

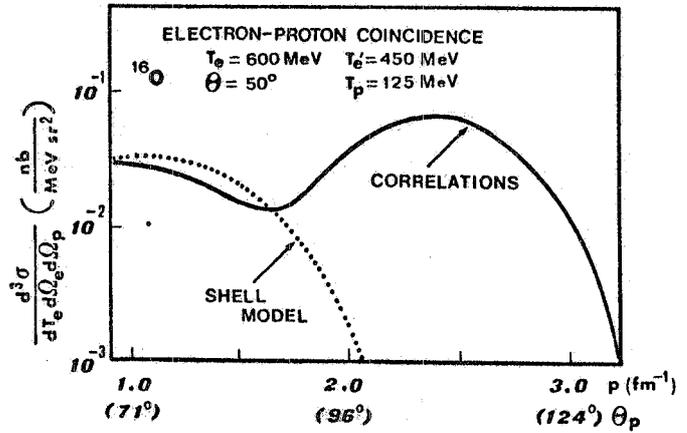


FIG. 7 - Sezione d'urto della reazione (e, e'p) su  $^{16}\text{O}$ . Previsioni del modello a strati e del modello Jastrow in approssimazione impulsiva(17).

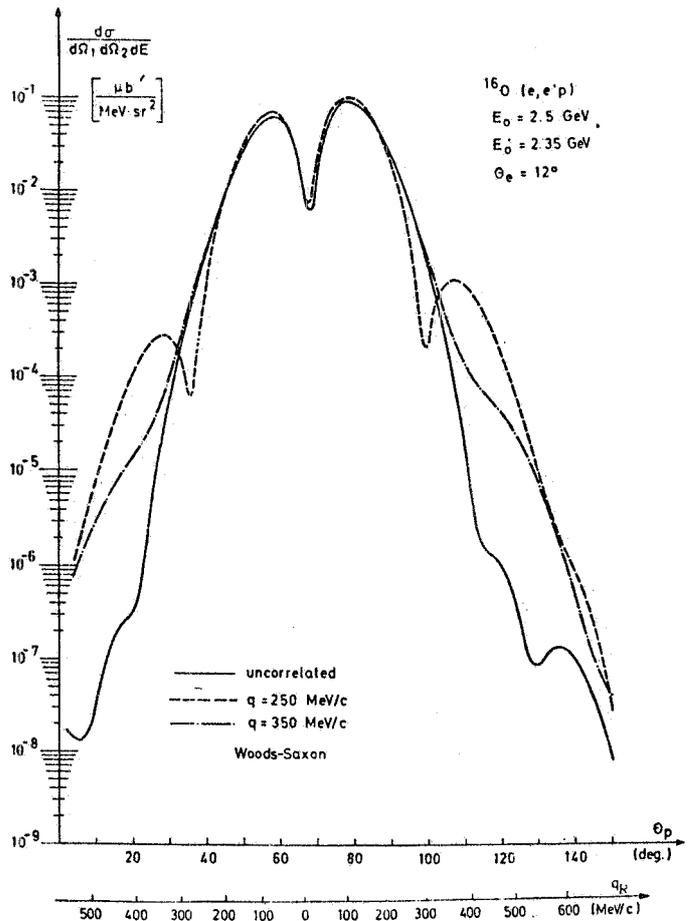


FIG. 8 - Sezione d'urto della reazione (e, e'p) in  $^{16}\text{O}$ . Previsioni del modello a strati (curva piena) e del modello Jastrow (curve tratteggiate) con l'interazione dello stato finale, rappresentata dal potenziale Saxon-Woods(18).

Le difficoltà delle misure (e, e'p), dovute a sezioni d'urto basse, possono essere superate in esperimenti analoghi con fasci adronici. In questo caso la diffusione quasi-libera viene disturbata dalle interazioni sia nello stato finale, che in quello iniziale (prima dell'urto quasi-libero). Entrambe queste interazioni non sono però in grado di mascherare gli effetti delle correlazioni (Fig. 10).

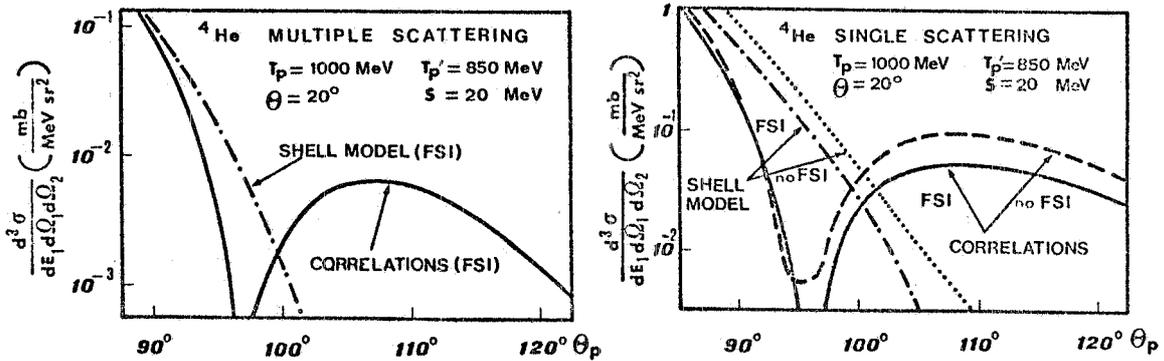


FIG. 10 - Sezione d'urto della reazione (p, 2p) in  ${}^4\text{He}$ . Effetti delle correlazioni dinamiche e delle interazioni nello stato iniziale e finale (scattering multiplo del protone-proiettile e del protone emesso)<sup>(20)</sup>.

Si possono avere conteggi più alti in misure dove, sommando su tutti gli stati finali del proiettile, si osservano solo i protoni espulsi dal nucleo. L'emissione all'indietro dovrebbe essere causata soprattutto dagli scattering quasi-liberi su nucleoni correlati. Questo viene mostrato, per la misura (e, p) in Fig. 11.

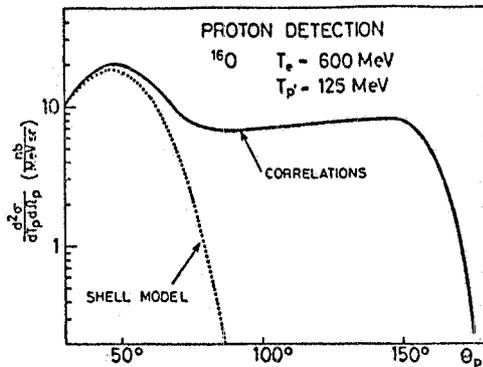


FIG. 11 - Sezione d'urto (e, p) su  ${}^{16}\text{O}$  in funzione dell'angolo di emissione. Previsioni del modello a strati e del modello Jastrow in approssimazione impulsiva<sup>(17)</sup>.

La reazione (e, p) può essere vista come un fotoeffetto con fotoni virtuali. Il vero fotoeffetto nucleare, cioè il processo  $(\gamma, p)$  con  $\gamma$  reali, è anche sensibile alle correlazioni. Infatti la possibilità di scambio d'energia tra il fotone e il protone richiede che quell'ultimo abbia un dato impulso nel suo moto entro il nucleo. Per selezionare gli impulsi sulla coda dovuta alle correlazioni, l'energia del fotone deve essere abbastanza grande ( $\geq 100$  MeV) - Fig. 12.

Gli stessi argomenti possono essere applicati all'assorbimento radiativo di protoni (p,  $\gamma$ ), e ai processi  $(\pi, p)$ ,  $(p, \pi)$  dove il fotone è sostituito dal pione.

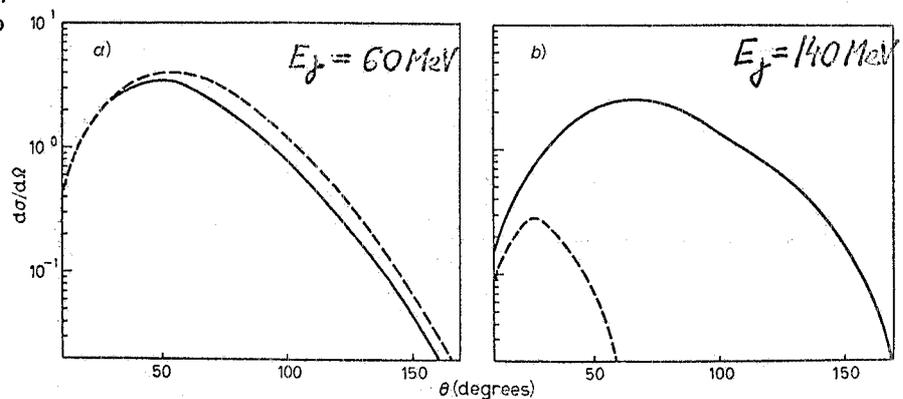


FIG. 12 - Distribuzione angolare dei protoni nel processo  $(\gamma, p)$  su  ${}^{16}\text{O}$ . Previsioni del modello a shell (curve tratteggiate) e del modello Jastrow (curve continue)<sup>(16)</sup>.

Il ruolo delle correlazioni dinamiche in questi processi è illustrato in Fig. 13.

Le correlazioni dinamiche di raggio piccolo sono molto importanti anche nell'emissione di due nucleoni per assorbimento di fotoni reali<sup>(23)</sup> ( $\gamma$ , NN) e virtuali<sup>(24)</sup> (e, eNN), e di pioni<sup>(25)</sup> ( $\pi$ , NN).

La quantità di processi sensibili alle correlazioni dinamiche di raggio piccolo fa sperare che uno studio sperimentale sistematico unito ad una analisi teorica seria dovrebbe dare conclusioni definitive su questo importante aspetto della struttura nucleare. La soluzione del problema delle correlazioni è equivalente ad una precisa conoscenza della funzione d'onda nucleare, capace di spiegare tutti i processi.

Si è però consapevoli che questo scopo può essere ostacolato da effetti estranei al problema nucleare tradizionale dei molti corpi. Infatti, l'intensità delle forze nucleari a piccole distanze è in grado di rivelare la struttura interna dei nucleoni complicando così il problema.

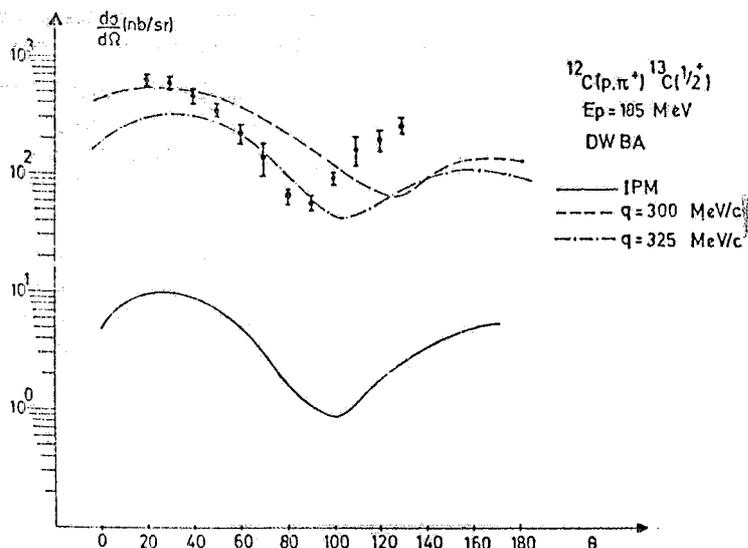


FIG. 13 - Distribuzione angolare dei pioni nel processo  $(p, \pi^+)$  su  $^{12}\text{C}$ . Dati sperimentali<sup>(21)</sup> e previsioni teoriche<sup>(22)</sup> del modello a shell (curva continua) e del modello Jastrow (curve tratteggiate).

## 5. - RISONANZE BARIONICHE NEI NUCLEI. -

In una descrizione tradizionale il nucleo viene trattato come un sistema di protoni e neutroni che abbiano le stesse proprietà statiche dei nucleoni liberi. Si assume che l'interazione internucleare sia abbastanza debole e i nucleoni non si polarizzino in materia nucleare comportando si come particelle infinitamente dure, senza struttura. Oltre i nucleoni non vi siano altre particelle e la presenza dei mesoni che mediano le forze nucleari è tenuta in conto solo sotto forma di potenziali.

Questa descrizione non relativistica lavora molto bene a basse energie, però ad alte energie l'immagine tradizionale del nucleo può cambiare. Soprattutto non si può trascurare la struttura interna del nucleone.

Oggi si conoscono bene le risonanze barioniche, cioè gli stati eccitati del nucleone. L'energia di eccitazione sono grandi - qualche centinaio di MeV (Fig. 14). Questo valore spiega perché a basse energie si poteva trascurare la struttura interna dei nucleoni.

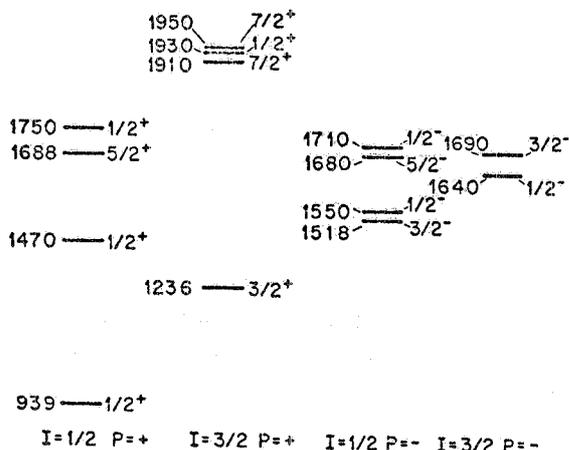


FIG. 14 - Risonanze barioniche raggruppate secondo l'isospin I e la parità P.

La possibile presenza delle risonanze barioniche entro i nuclei è legata alle correlazioni dinamiche di raggio piccolo. L'urto tra nucleoni correlati che hanno impulsi di qualche centinaio di MeV/c può dar luogo alla formazione di isobari.

Una corretta descrizione delle risonanze barioniche in materia nucleare dovrebbe essere basata sulla teoria relativistica dei molti corpi. In mancanza si generalizza la teoria tradizionale, considerando esplicitamente le configurazioni isobariche nucleari<sup>(26)</sup>, dove uno o due nucleoni vengono sostituiti dagli isobari, ed assumendo un potenziale d'interazione fra nucleoni ed isobari.

L'esempio del deutone è illustrato in Fig. 15. In questo caso (spin 1, isospin 0, parità +) possiamo avere la configurazione di un nucleone con una risonanza di isospin 1/2, per esempio  $NN^*(1688)$ , oppure la configurazione di due isobari di isospin 3/2, per esempio  $\Delta(1236)\Delta(1236)$  con la stessa probabilità di  $\Delta^{++}\Delta^-$  e  $\Delta^+\Delta^0$ . Per ognuna di queste possibilità vi sono quattro funzioni d'onda:  ${}^3S$ ,  ${}^3D$ ,  ${}^7D$ ,  ${}^7G$ .

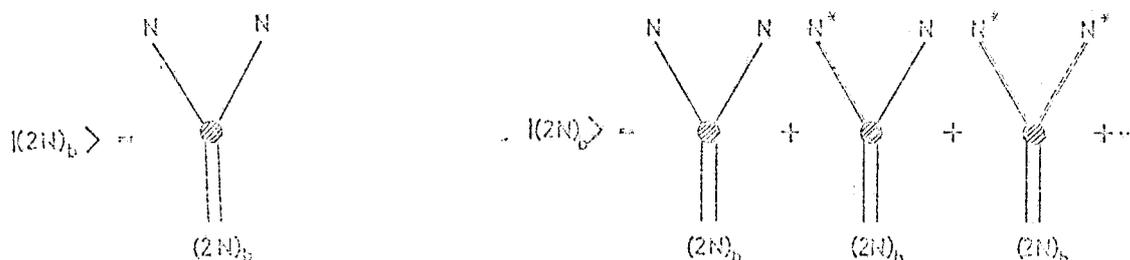


FIG. 15 - Configurazione del deutone tradizionale e generalizzata.

L'interazione nucleone-isobaro o isobaro-isobaro può essere data dal meccanismo di scambio di un pione - Fig. 16.

Conoscendo il potenziale di transizione si può calcolare le funzioni d'onda delle diverse configurazioni isobariche. Queste funzioni d'onda sono piccati su piccole distanze e danno origine ad una coda di alti impulsi - Fig. 17.

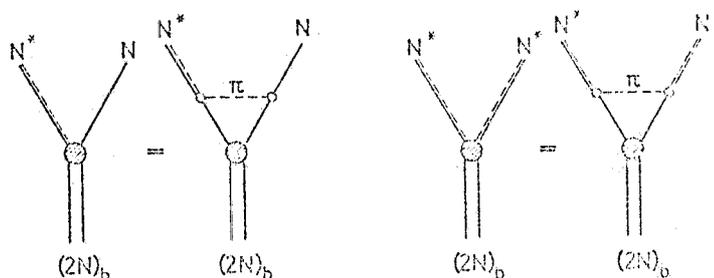


Fig. 16 - Possibile significato dinamico delle configurazioni isobariche del deutone.

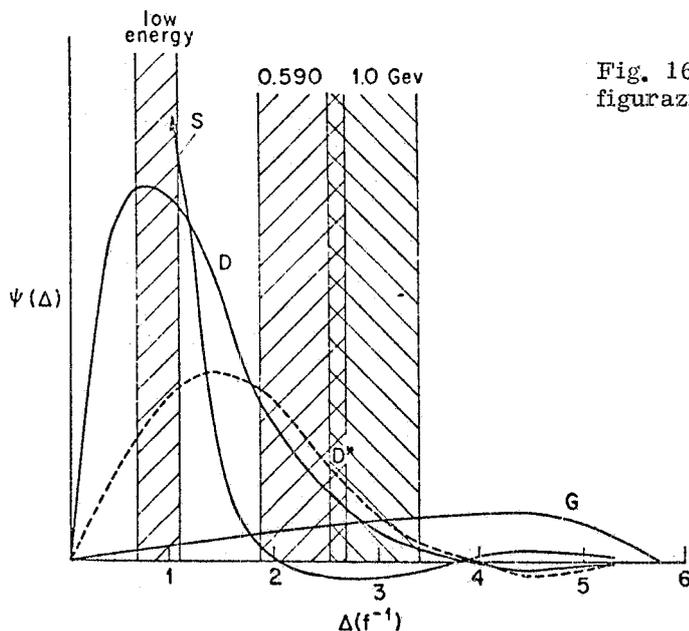


FIG. 17 - Trasformata di Fourier delle configurazioni S, D,  $D^*$ , G del deutone<sup>(27)</sup>.

Recentemente sono state fatte diverse misure e calcoli che mettono in luce la presenza delle risonanze barioniche in materia nucleare. Il nucleo più studiato per ragioni di semplicità è il deuterio. In questo caso gli isobari formati nell'urto proiettile-nucleo possono essere separati in modo convincente da quelli già preesistenti nel nucleo.

L'interesse per gli isonuclei (nuclei con un certo contenuto di isobari) è stato stimolato dallo studio dello scattering elastico all'indietro protone-deuterio, fatto da Kerman e Kisslinger (27, 28). In questo processo ci sono due meccanismi possibili: lo "scattering" proprio, dove il protone-proiettile, influenzato dal potenziale di bersaglio, cambia la sua direzione di  $180^\circ$ , ed il "pick-up" che avviene tramite scambio di un nucleone tra il proiettile e la targhetta - Fig. 18.

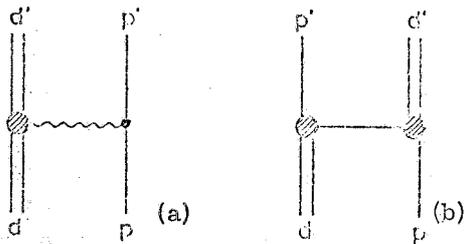


FIG. 18 - Meccanismi di diffusione protone-deuterio a  $180^\circ$ :  
 a) "scattering" proprio;  
 b) "pick-up"

Gli impulsi trasferiti dal protone nei due meccanismi sono rispettivamente  $2p$  e  $p/2$  (a  $180^\circ$  nel baricentro), dove  $p$  è il momento del proiettile.

Questo significa che ad alte energie il meccanismo di "pick-up" è dominante. Per il "pick-up" a 1 GeV la funzione d'onda del deuterio dovrebbe fornire le componenti di Fourier corrispondenti a  $\sim 500$  MeV/c. La presenza dello stato D nel deuterio rende questo possibile (Fig. 17).

A questi impulsi diventa però competitivo un'altro meccanismo di "pick-up" con scambio di isobaro preesistente nel deuterio - Fig. 19.

Infatti Kerman e Kisslinger si sono accorti che il "pick-up" tradizionale non è sufficiente a spiegare la sezione d'urto misurata nello scattering protone-deuterio all'indietro. La presenza della configurazione  $NN^*(1688)$  con un contenuto del 1 - 1.5 % risolve queste difficoltà - Fig. 20.

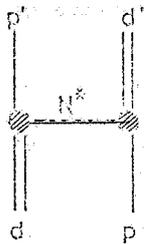
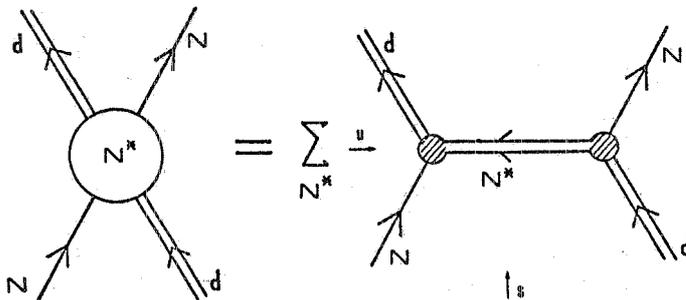


FIG. 19 - Meccanismo "pick-up" con scambio di isobaro.



$N^*$ :  $P_{11}$  [1470],  $S_{11}$  [1550],  $S'_{11}$  [1710],  $P'_{11}$  [1750],  $D_{13}$  [1520],  
 $D'_{13}$  [1675],  $D_{15}$  [1680],  $F_{15}$  [1688],  $P_{13}$  [1860].

FIG. 21 - Meccanismo di "pick-up", applicato in Ref. (30), con scambio di  $N^*$  di isospin  $1/2$  e di massa  $\leq 2$  GeV.

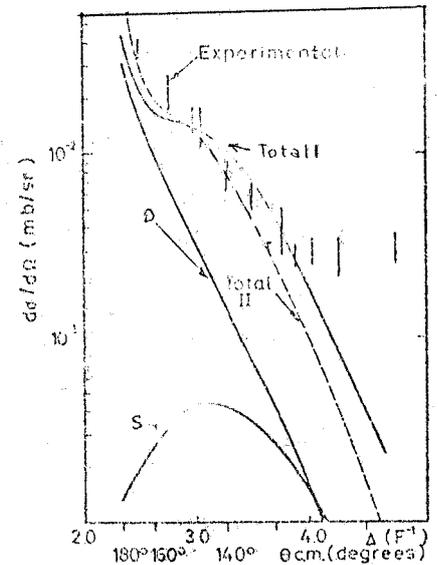
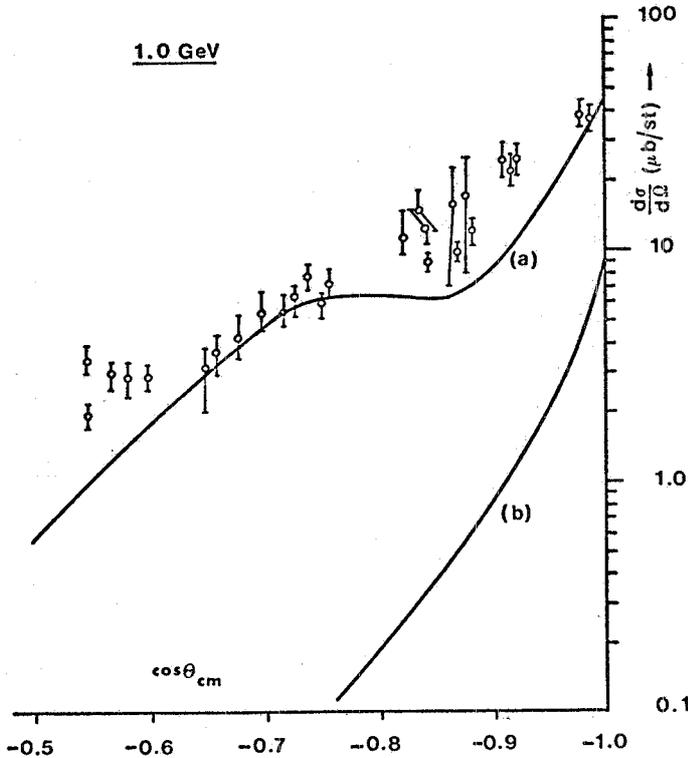


FIG. 20 - Sezione d'urto dello scattering all'indietro protone-deuterio a 1 GeV. Dati sperimentali<sup>(29)</sup> e previsioni teoriche<sup>(28)</sup> del modello tradizionale (curve S, D) e quello generalizzato (curve Total = S+D+ $D^*$ , con 1.0% e 1.5% dello stato  $D^*$  del deutone).

Sharma et al. (30) hanno sviluppato l'idea di Kerman-Kisslinger considerando le varie configurazioni isobariche  $NN^*$  del deuterio e le loro interferenze (Fig. 21). L'accordo di questi calcoli con gli esperimenti è molto buono (Fig. 22).



22  
FIG. 22. Sezione d'urto della diffusione all'indietro protone-deuterio a 16 eV. Dati sperimentali(29) e previsioni teoriche(30) del meccanismo pick-up con scambio di N (b) e  $N+N^*$  (a).

Prove dirette della presenza degli isobari possono essere ottenute da studi di disintegrazione del deuterio. Consideriamo il caso della configurazione  $\Delta\Delta$ . Se uno  $\Delta$  viene urtato dal proiettile, l'altro  $\Delta$  spettatore esce dal nucleo con lo stesso impulso che aveva prima dell'urto. (Fig. 23b). La metà dei  $\Delta$  spettatori può essere osservata nell'emisfero posteriore (rispetto alla direzione del fascio) dove il numero degli isobari concorrenti, cioè non preesistenti in deuterio ma prodotti dal proiettile, è assai piccolo(31). Infatti la produzione all'indietro nell'urto proiettile-nucleone (Fig. 23a) richiede un alto impulso del nucleone.

I  $\Delta$  sono osservati nello stato asintotico mediante la coppia protone-pione. Esiste la possibilità che una parte di queste coppie non provenga dal decadimento di  $\Delta$  ma dalla combinazione di un pione lento, prodotto nell'urto proiettile-neutrone, con il protone-spettatore (Fig. 23c). Eventi di questo tipo possono essere ridotti selezionando solo impulsi alti del protone osservato.

L'idea di osservare isobari  $\Delta$  nella disintegrazione del deuterio è stata recentemente realizzata con fasci di pioni(33) e

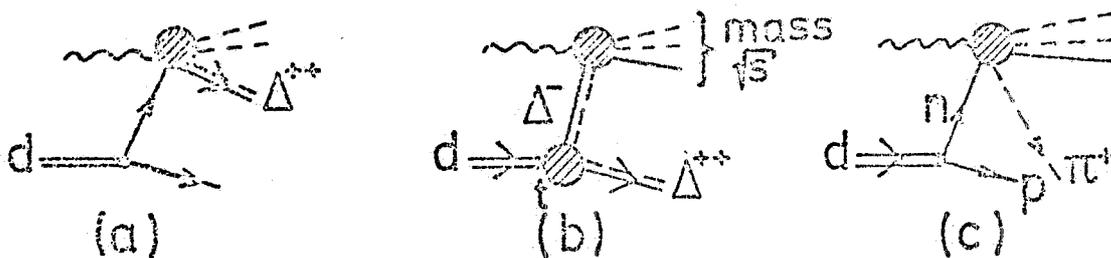


FIG. 23 - Osservazione degli  $\Delta^{++}$  in fotodisintegrazione del deuterio(37).

e di fotoni(32) di alta energia. Fig. 24 mostra la distribuzione di massa del sistema  $p\pi^+$  (con impulso del protone  $> 200$  MeV/c, osservato all'indietro nella misura  $\gamma d \rightarrow p\pi^+ + \text{qualsiasi}$ ). Il risultato sperimentale è consistente con il decadimento di un  $\Delta$ , preesistente nel deuterio. La formazione di  $p\pi^+$ , provocata dal proiettile nella configurazione ordinaria del deutone, con queste restrizioni cinematiche è meno probabile, anche se non completamente esclusa.

Come già abbiamo sottolineato il problema delle risonanze barioniche nei nuclei è legato alle correlazioni dinamiche di raggio piccolo. Le correlazioni sono responsabili delle continue formazioni di isobari negli urti nucleone-nucleone. D'altra parte la presenza di alti impulsi nel nucleo può dar luogo a processi che ostacolano l'identificazione di queste substrutture. Bisogna rendere conto anche di un terzo problema, strettamente connesso con i due precedenti. Si tratta delle correnti mesoniche, legate alle forze nucleari di scambio, ed agli isobari tramite i loro de

cadimenti<sup>(34, 35)</sup>. Un profondo studio di questa tria da di problemi è estremamente desiderabile.

## 6. - DIFFUSIONE ADRONE-NUCLEO AD ALTE ENERGIE. -

Passiamo ora dai problemi della struttura (e substruttura) nucleare a quelli del meccanismo di interazione ad alte energie proiettile-nucleo. Come già abbiamo discusso (Cap. 3) per proiettili veloci questi due aspetti del processo nucleare sono separabili. Infatti ad alta energia la parte nucleare nel propagatore di scattering si trascura costruendo l'ampiezza di diffusione su nucleo con le ampiezze elementari proiettile-nucleone.

La teoria generale di diffusione multipla è quella di Watson<sup>(36)</sup>, qui però discuteremo un modello approssimato che riproduce piuttosto bene la realtà sperimentale. E' il modello di Glauber<sup>(37, 38)</sup> basato sull'approssimazione eikonale.

In questa approssimazione l'ampiezza di diffusione nel potenziale  $V$  è data da:

$$F(q) = \frac{ip}{2\pi} \int d^2b e^{i\vec{q} \cdot \vec{b}} \Gamma(b), \quad \Gamma(b) = 1 - \exp \left[ -\frac{iE}{p} \int_{-\infty}^{+\infty} V(b, z) dz \right]$$

dove  $p, E$  sono l'impulso e l'energia del proiettile,  $\vec{q}$  - l'impulso trasferito, e l'integrale viene fatto sul piano perpendicolare alla direzione del fascio. L'approssimazione eikonale corrisponde al moto rettilineo del proiettile ed è giustificato solo ad alte energie e a piccoli angoli di scattering. La funzione  $\Gamma(b)$  chiamata profilo dà la probabilità di diffusione con parametro d'urto  $b$ .

Assumendo che l'interazione proiettile-nucleo è formata dalle interazioni con i singoli componenti della targhetta:

$$V(\vec{r}) = \sum_{j=1}^A v_j(\vec{r} - \vec{r}_j),$$

si ottiene la regola di Glauber:

$$\Gamma(b) = 1 - \prod_{j=1}^A [1 - \gamma_j(\vec{b} - \vec{s}_j)] = \sum_{j=1}^A \gamma_j - \sum_{j < k} \gamma_j \gamma_k + \sum_{j < k < l} \gamma_j \gamma_k \gamma_l - \dots$$

dove  $\gamma_j$  sono i profili dei singoli nucleoni.

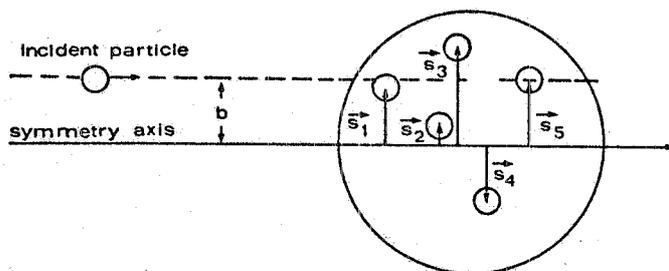


FIG. 25 - Geometria bidimensionale della diffusione in approssimazione eikonale.

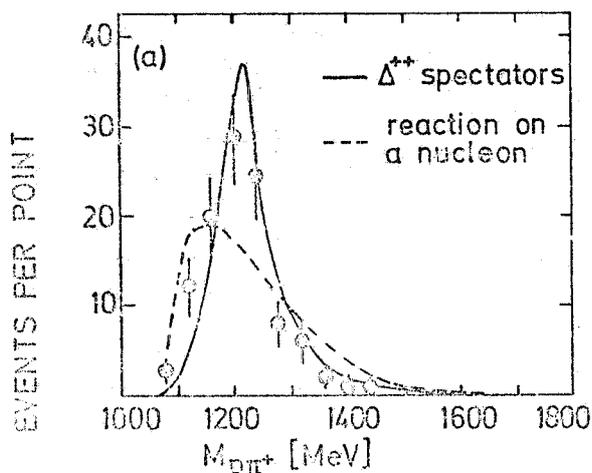


FIG. 24 - Distribuzione di massa effettiva del sistema  $p\pi^+$  che si muove all'indietro dopo la fotodisintegrazione del deutone. Dati sperimentali e previsioni dei meccanismi dati in Fig. 23b (curva continua) e Fig. 23c (curva tratteggiata)<sup>(32)</sup>.

La funzione di profilo  $\Gamma$  diventa in tal modo un operatore nello spazio delle coordinate nucleari ( $s_j$  - sono le coordinate dei nucleoni nel piano dei parametri d'urto). Per avere l'ampiezza dello scattering bisogna inoltre mediare fra gli stati iniziale e finale del nucleo.

Osserviamo che la conoscenza dei  $v_j$  non è necessaria. I profili  $\gamma_j$  sono legati alle ampiezze elementari  $f_j$  tramite la relazione:

$$\gamma_j(b) = \frac{1}{2\pi i p} \int d^2\delta e^{-i\vec{\delta}\cdot\vec{b}} f_j(\delta),$$

e le  $f_j$  possono essere ricavati dall'esperimento proiettile-nucleone.

Nel modello di Glauber le funzioni d'onda nucleari e le ampiezze elementari determinano completamente lo scattering su nucleo.

Il profilo nucleare  $\Gamma$  è dato come una serie finita di scattering multipli con segni alternati. Per i proiettili che interagiscono in maniera debole (elettroni) è sufficiente considerare solo lo scattering singolo. Invece per gli adroni l'interferenza fra scattering singolo, doppio, triplo etc. è molto forte formando una ricca struttura (minimi e massimi) della sezione d'urto differenziale.

Questa interferenza è responsabile anche dell'effetto di schermo nella sezione d'urto totale adrone-nucleo (legato alla ampiezza elastica in avanti attraverso il teorema ottico), cioè della non additività delle sezioni d'urto elementari.

Figure 26, 27, 28 mostrano come lavora il modello di Glauber nello scattering elastico adrone-nucleone ad alte energie e piccoli angoli.

Bisogna sottolineare che il confronto esperimento-teoria è molto buono pur non essendo vi parametri liberi. I parametri delle ampiezze elementari proiettile-nucleone e delle densità nucleari sono infatti quelli dati da altri esperimenti.

Impressionante è l'esempio del nucleo  $^{208}\text{Pb}$ , dove la ricca struttura diffrattiva è molto bene spiegata dalle interferenze fra gli scattering multipli. Nel caso di nuclei pesanti l'interazione Coulombiana diventa assai importante, specialmente nella prossimità dei minimi - Fig. 28.

Gli studi sullo scattering ad alte energie con nuclei sono molto progrediti dopo l'esperimento pioniere di Palevsky<sup>(41)</sup>, ed i primi successi di modello di Glauber<sup>(38)</sup>. Le nuove misure stanno recando ulteriori informazioni sul meccanismo di scattering. In generale, il modello di Glauber è riconfermato nei vari casi. Un bel esempio di potenzialità del modello è fornito dall'analisi dello scattering pione-nucleo ad energie piuttosto basse<sup>(45)</sup>, in zona di risonanza (3, 3).

D'altra parte non mancano i suggerimenti per alcune modifiche del modello. Secondo Gribov<sup>(46)</sup> bisogna rendere conto degli eventuali processi di dissociazione e ricombinazione del proiettile entro il nucleo (Fig. 29). Questi processi ad altissimi impulsi ( $\geq 10$  GeV/c) possono essere competitivi con gli scattering elastici provocando così un più forte schermo. Infatti le misure della sezione d'urto totale pione-deuterio, fatte a Serpukhov<sup>(47)</sup> mostrano sopra 20 GeV una deviazione dal modello di Glauber. Questo effetto non è però confermato dai recenti esperimenti di NAL<sup>(48)</sup>.

Molto importante è il problema di estrapolare il modello di Glauber anche a grandi angoli di scattering. Questo problema sorge con l'osservazione che lo scattering adrone-nucleo ad alte energie sia poco sensibile ai dettagli della struttura nucleare, come le correlazioni nucleone-nucleone di origine statistica (Fig. 27) e dinamica (Fig. 30). La situazione può essere cambiata a più alti impulsi trasferiti, dove però il modello di Glauber forse non è soddisfacente.

Il modello di Glauber assume che tutti gli scattering su individuali nucleoni siano quasi in avanti (Fig. 31b). A grandi angoli bisogna considerare però un altro meccanismo dove la deviazione del proiettile è dovuta quasi tutta a un singolo urto<sup>(50)</sup> (Fig. 31a). Ad alte energie lo scattering a grande angolo è relativamente poco probabile quindi questo processo può essere descritto in approssimazione di Born con onde distorte dagli scattering in avanti, sia lungo la direzione iniziale che quella finale del proiettile.

L'importanza di due meccanismi nel caso di scattering protone- $^4\text{He}$  a 1 GeV è discussa

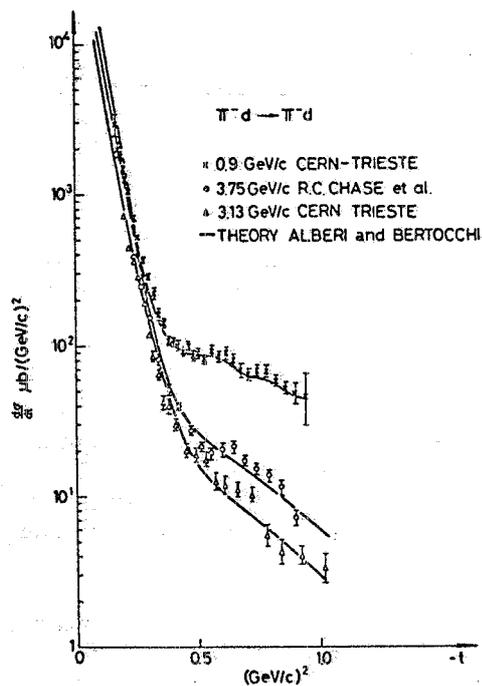


FIG. 26 - Distribuzione angolare dello scattering elastico ad alte energie pioni-deuterio. Dati sperimentali<sup>(39)</sup> e previsioni del modello di Glauber<sup>(40)</sup>.

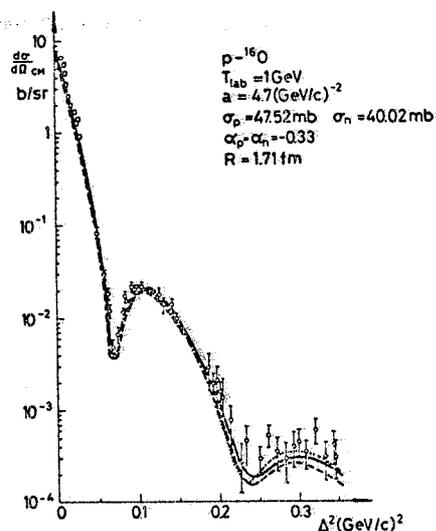


FIG. 27 - Distribuzione angolare dello scattering elastico protone-<sup>16</sup>O. Dati sperimentali<sup>(41)</sup> e previsioni teoriche del modello di Glauber<sup>(42)</sup> per diverse correlazioni statistiche nella funzione d'onda nucleare.

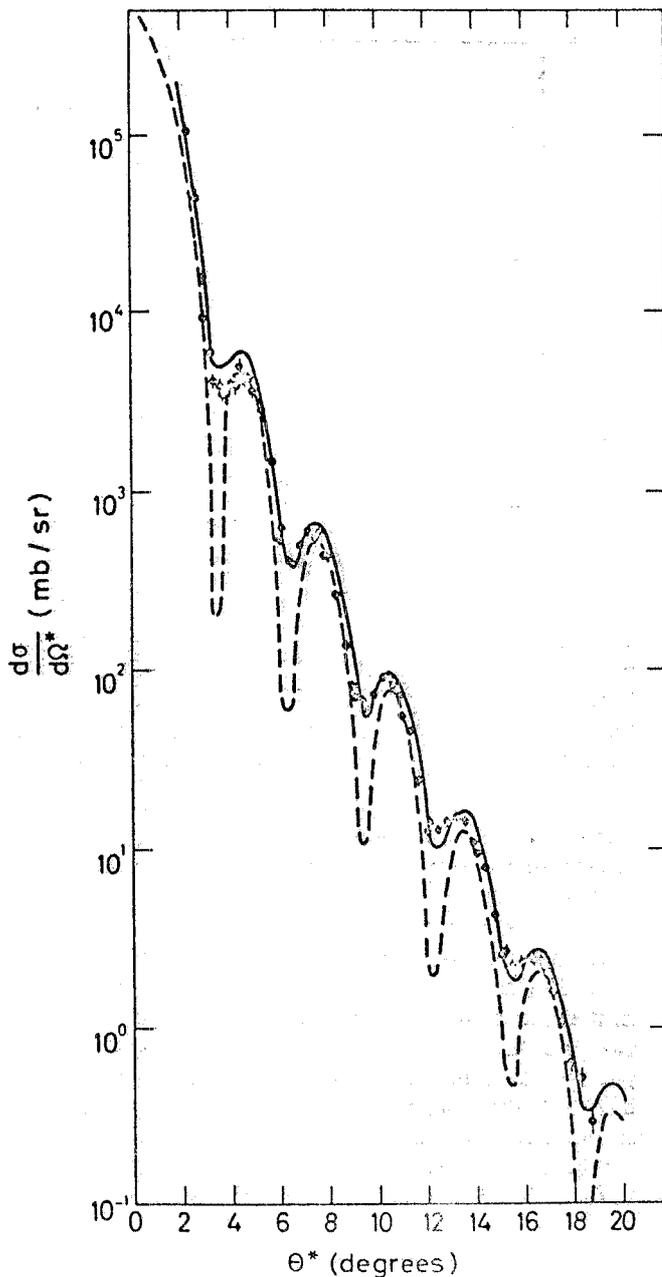


FIG. 28 - Distribuzione angolare dello scattering elastico protone-piombo a 1 GeV. Dati sperimentali<sup>(43)</sup> e previsioni del modello di Glauber<sup>(44)</sup> con (curva continua) e senza (curva tratteggiata) interazione Coulombiana.

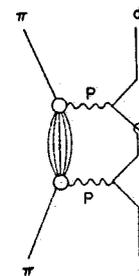


FIG. 29 - Meccanismo di Gribov nello scattering elastico pioni-deuterio.

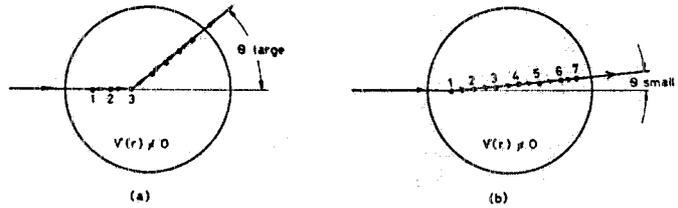
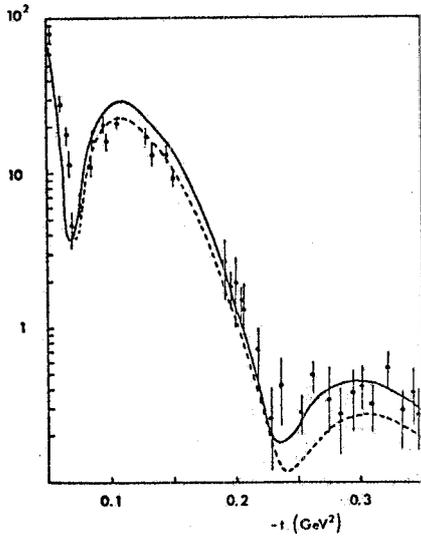


FIG. 31 - Due meccanismi dello scattering multiplo, dominanti rispettivamente a grandi e piccoli angoli.

FIG. 30 - Distribuzione angolare dello scattering elastico  $p-^{16}\text{O}$  a 1 GeV. Dati sperimentali<sup>(41)</sup> e previsioni del modello di Glauber<sup>(49)</sup> con (curva continua) e senza (curva tratteggiata) correlazioni dinamiche di corto raggio.

in un recente lavoro<sup>(51)</sup>. A piccoli angoli il meccanismo di Glauber è dominante. Nei dintorni del primo minimo (Fig. 32), dove l'interferenza distruttiva del singolo e doppio scattering è molto forte, diventa importante lo scattering a grandi angoli che provoca spianamento del minimo. Infatti le ultime misure a Saclay<sup>(52)</sup> mostrano un minimo molto più piatto rispetto alle vecchie misure di Brookhaven<sup>(41)</sup>, e alle previsioni del modello di Glauber.

Concludendo questo capitolo bisogna constatare che il modello di Glauber costituisce un conveniente punto di partenza per lo studio delle reazioni nucleari ad alte energie. Il suo posto nella descrizione dello scattering su nuclei è simile a quello di modello a shell nella teoria della struttura. Le immagini del meccanismo di reazione e della struttura nucleare, date da questi modelli, sono per la maggior parte corrette. Esistono però degli effetti che benchè generalmente piccoli, in determinate situazioni possono diventare importanti. Come si è visto, lo studio di questi delicati effetti è molto interessante.

-----

Vorrei ringraziare P. Picchi per il suo generoso aiuto nella preparazione del manoscritto.

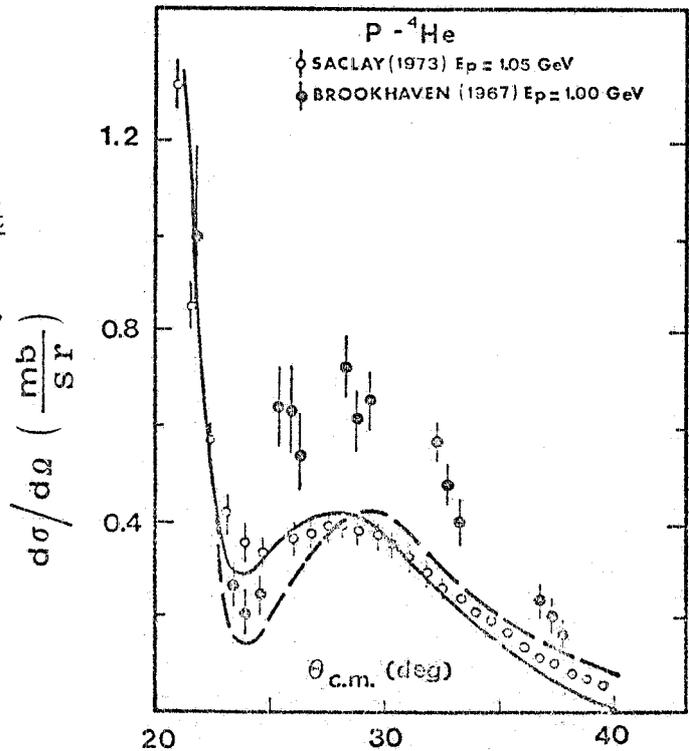


FIG. 32 - Distribuzione angolare dello scattering  $p-^4\text{He}$  a 1 GeV. Risultati sperimentali<sup>(41, 52)</sup> e previsioni teoriche<sup>(51)</sup> del modello di Glauber (curva tratteggiata) e del modello con due meccanismi di scattering (curva continua).

## REFERENZE. -

- (1) - 5th Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure (Ed. G. Tibell), Uppsala (1973).
- (2) - Collaborazione Sanità-Frascati, Nuclear Phys. A205, 628 (1973), e ref. ivi.cit.
- (3) - Convegno sulla conversione del sincrotrone di Frascati ad acceleratore di ioni, Frascati, maggio 1974, Frascati Report LNF-74/49 (1974).
- (4) - R. Scrimaglio, Esperimenti del progetto Leale, LX Congresso della SIF, Bologna (1974).
- (5) - S. Costa, Intern. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications (Ed. B.L. Berman), Asilomar (1973), p. 1319; e ref. ivi.cit.
- (6) - Topical Meeting on High Energy Collisions Involving Nuclei, ICTP, Trieste (1974).
- (7) - W. Czyz, in 3-rd Intern. Conf. on High Energy and Nuclear Structure (Ed. S. Devons), Columbia University (1969), p. 801.
- (8) - K. Gottfried, Intern. Symp. on Photon and Electron Interactions (Ed. N. Mistry), Cornell University (1971).
- (9) - CERN-Zurich-London-Milan Collaboration, Nuclear Phys. B33, 397 (1971); B42, 627 (1972); B59, 106 (1973).
- (10) - T. D. Lee, Columbia University Preprint CO-2271-27 (1974).
- (11) - R. F. Frosch et al., Phys. Rev. 160, 874 (1967).
- (12) - C. Ciofi degli Atti, Trieste Lectures (IAEA, Vienna, 1972), p. 217.
- (13) - I. Sick and J. S. McCarthy, Nuclear Phys. A150, 631 (1970).
- (14) - A. Małecki and P. Picchi, Riv. Nuovo Cimento 2, 119 (1970).
- (15) - C. Ciofi degli Atti and N. M. Kabachnik, Phys. Rev. C1, 809 (1970).
- (16) - A. Małecki and P. Picchi, Lettere Nuovo Cimento 8, 16 (1973).
- (17) - A. Małecki and P. Picchi, Phys. Letters 36B, 61 (1971).
- (18) - H. M. Hofmann, Nuclear Phys. A209, 233 (1973).
- (19) - Freiburg-Karlsruhe-DESY Collaboration, Intern. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications (Ed. B.L. Berman), Asilomar (1973), p. 891.
- (20) - M. Błeszyński, A. Małecki and P. Picchi, Intern. Conf. on Nuclear Physics, Munich (1973), Vol. I, p. 666.
- (21) - S. Dahlgren et al., Nuclear Phys. A204, 53 (1973); A211, 243 (1973).
- (22) - M. Dillig and M. G. Huber, in Ref. (1), p. 274.
- (23) - W. Weise et al., Z. Phys. 236, 176 (1970).
- (24) - T. de Forest Jr., Ann. Phys. 45, 365 (1967).
- (25) - K. Chung et al., Z. Phys. 240, 195 (1970).
- (26) - H. Arenhövel and H. J. Weber, Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 65 (1972), p. 58.
- (27) - L. S. Kisslinger, in 3-rd Intern. Conf. on High Energy and Nuclear Structure (Ed. S. Devons), Columbia University (1969), p. 816.
- (28) - A. K. Kerman and L. S. Kisslinger, Phys. Rev. 180, 1483 (1969).
- (29) - G. Bennett et al., Phys. Rev. Letters 19, 387 (1967); E. Coleman et al., Phys. Rev. Letters 16, 761 (1966).
- (30) - J. S. Sharma et al., Nuclear Phys. B35, 466 (1971).
- (31) - M. Goldhaber, in Intern. Conf. on Nuclear Physics (Ed. deBoer and Mang), Munich (1973), Vol. II, p. 14.
- (32) - P. Benz and P. Söding, Phys. Letters 52B, 367 (1974).
- (33) - Florida-Pennsylvania Collaboration, cit. in Ref. (31).
- (34) - H. Arenhövel et al., Phys. Letters 52B, 303 (1974).
- (35) - M. Gari and H. Hebach, Phys. Letters 49B, 29 (1974).
- (36) - K. M. Watson, Phys. Rev. 105, 1388 (1957).
- (37) - R. J. Glauber, Lectures in Theoretical Physics (Interscience, New York, 1959), Vol. I, p. 315.
- (38) - W. Czyz, Advan. Nuclear Phys. 4, 61 (1971).
- (39) - F. Bradamante et al., Phys. Letters 31B, 87 (1970).
- (40) - G. Alberi and L. Bertocchi, Nuovo Cimento 63A, 285 (1969).
- (41) - H. Palevsky, Phys. Rev. Letters 18, 1260 (1967).
- (42) - L. Lesniak and H. Wołek, Nuclear Phys. A125, 665 (1969).
- (43) - R. Bertini et al., Phys. Letters 45B, 119 (1973).
- (44) - J. Saudinos and C. Wilkin, Ann. Rev. Nuclear Sci. 24, (1974).

- (45) - C. Wilkin, Lettere Nuovo Cimento 4, 491 (1970).
- (46) - V. N. Gribov, Soviet Phys. -JETP 29, 483 (1969).
- (47) - S. P. Denisov et al., Phys. Letters 36B, 415 (1971).
- (48) - A. S. Carroll et al., London Conference (1974).
- (49) - R. Guardiola, The Nuclear Many Body Problem (Compositori, Bologna, 1972), p. 433.
- (50) - L. I. Schiff, Phys. Rev. 103, 443 (1956).
- (51) - R. Dymarz et al., Lettere Nuovo Cimento, in corso di pubblicazione.
- (52) - S. D. Baker, Phys. Rev. Letters 32, 839 (1974).