

LNF-76/10(R)
22 Marzo 1976

R. Baldini Celio, F. L. Fabbri, G. La Rosa e P. Picozza:
ECCITAZIONE DEL $d^*(2200)$ E CONCORRENTE PRODUZIONE
DIFFRATTIVA IN REAZIONI COERENTI SU DEUTERIO A
ENERGIE INTERMEDIE. -

R. Baldini Celio, F. L. Fabbri, G. La Rosa e P. Picozza:
ECCITAZIONE DEL $d^*(2200)$ E CONCORRENTE PRODUZIONE DIF-
FRATTIVA IN REAZIONI COERENTI SU DEUTERIO A ENERGIE
INTERMEDIE.

1. - INTRODUZIONE. -

In vari esperimenti di produzione coerente di pioni su deuterio, utilizzando fasci di particelle incidenti di varia natura (π , K, p), è stata messa in evidenza una struttura larga $\sim 150 \text{ MeV}/c^2$ attorno al valore di $2200 \text{ MeV}/c^2$ del sistema $d\pi$ presente nello stato finale. In questa nota vengono confrontate le caratteristiche sperimentali di questo effetto, chiamato $d^*(2200)$, con le previsioni ottenibili in un modello di eccitazione di una $\Delta(1236)$ all'interno del deutone.

Il modello utilizzato è stato da noi sviluppato in precedenti lavori per interpretare le caratteristiche della produzione coerente inclusiva $dp \rightarrow dX$ nella regione di massa inferiore a $1300 \text{ MeV}/c^2$ del sistema X.

Posizioni e larghezze del $d^*(2200)$ sperimentalmente osservate nelle varie reazioni sul deuterio sono ben riprodotte dal modello proposto in un vasto intervallo di energia. Inoltre, un confronto assoluto viene effettuato con i dati sperimentali della reazione $\bar{p}d \rightarrow d\bar{n}\pi^-$ a $5.5 \text{ GeV}/c$. L'effetto d^* è ben riprodotto e viene evidenziato il contributo concorrente nella stessa regione di massa dovuto alla dissociazione diffrattiva dell'antiprotone.

2.

2. - L'EFFETTO $d^*(2200)$. -

In precedenti lavori⁽¹⁾ è stato sviluppato un modello per la produzione coerente $pd \rightarrow dN\pi$ con il quale sono stati interpretati i dati sperimentali⁽²⁾ ottenuti nello studio della reazione

$$dp \rightarrow dX.$$

In questa reazione, effettuata con un fascio di deutoni incidenti di 2.95 GeV/c, è stata messa in evidenza l'esistenza di una struttura larga $\sim 150 \text{ MeV}/c^2$ attorno a $1150 \text{ MeV}/c^2$ della massa del sistema X. Poiché il sistema X è in uno stato di spin isotopico $I = 1/2$ la produzione della Δ è proibita. È, tuttavia, noto che nei processi di dissociazione diffrattiva del protone, effettuati ad alta energia con π , K e p incidenti⁽³⁾, viene prodotta una larga struttura nella regione in soglia della massa del sistema $N\pi(I=1/2)$. Nella reazione $dp \rightarrow dX$, realizzata a bassa energia, un meccanismo OPE è stato utilizzato nel nostro modello per spiegare il picco $N^*(1150)$ osservato. Questa struttura è la reminescenza della eccitazione di un nucleone del deuterio in uno stato $\Delta(1236)$. La coerenza del processo richiede che il nucleone di decadimento della $\Delta(1236)$ resti legato nel deutone (Fig. 1). Il modello è stato sviluppato in Approssimazione Impulsiva senza parametri liberi e consente un confronto assoluto con i dati sperimentali.

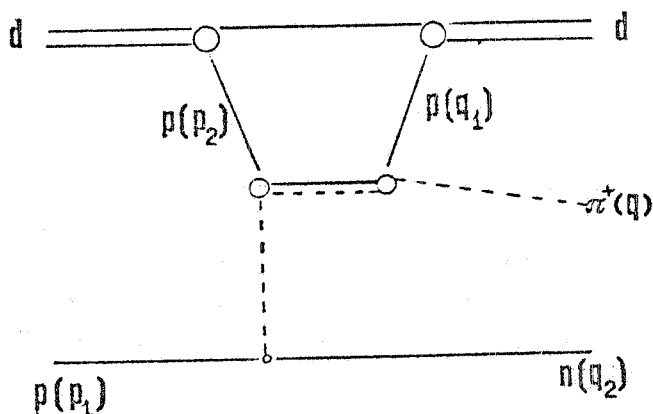


FIG. 1 - Meccanismo di scambio di un pione con eccitazione della Δ nel deuterio per il processo $dp \rightarrow dN\pi$.

L'espressione finale ottenuta per la sezione di urto è la seguente⁽¹⁾:

$$d\sigma_{dp \rightarrow dN\pi} = \frac{2G_r^2}{3\pi^4 M_N^2} \frac{W^2}{p_i^2} \frac{t}{(t+m_\pi^2)^2} p_i^{**} W_T \frac{E_{df}}{E_{Nf}} \cdot \sigma \left[(G_o^2 + 2G_2^2) \cos^2 \theta^* + \frac{1}{6} (G_o - \frac{G_2}{2})^2 \sin^2 \theta^* \right] \frac{d^3 p_d}{2E_d} \frac{d^3 p_N}{2E_N} \frac{d^3 p_\pi}{2E_\pi} \delta^4(p_i - p_f). \quad (1)$$

Il dalitz plot delle masse $d\pi$ e $N\pi$ per gli eventi attesi del processo $dp \rightarrow dX$ a $2.95 \text{ GeV}/c$ è riportato in Fig. 2. La struttura osservata attorno a $1150 \text{ MeV}/c^2$ del sistema X ($N\pi$) costituisce la riflessione cinematica di un picco nella distribuzione della massa $d\pi$ centrato attorno al valore $N+\Delta$ ($\sim 2.2 \text{ GeV}/c^2$). Effettivamente, in molti esperimenti con produzione coerente di pioni, realizzati con diverse parti-

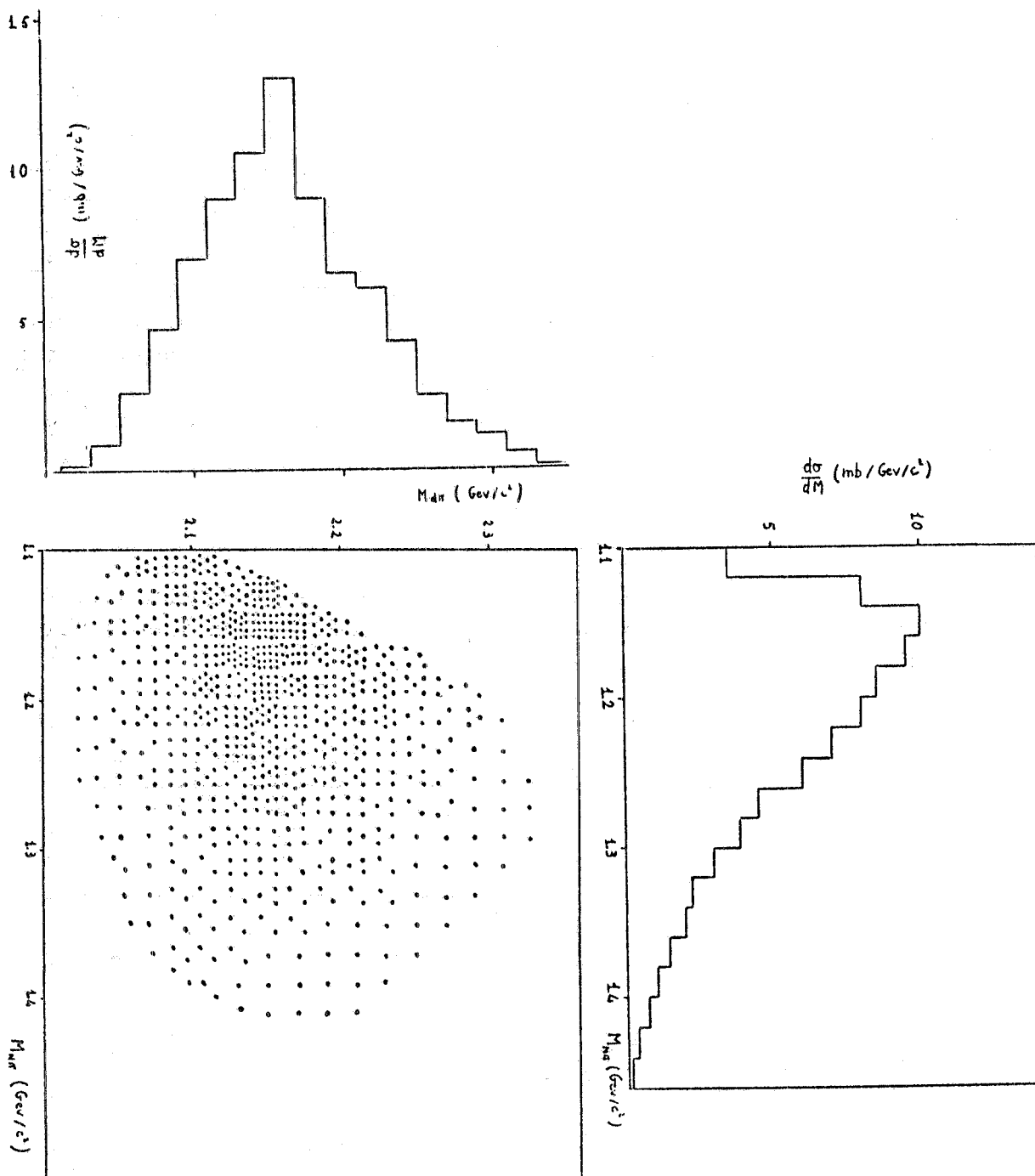


FIG. 2 - Dalitz plot per il processo $dp \rightarrow dX$ a $p_d = 2.95 \text{ GeV}/c$. Ogni punto corrisponde a una $\frac{d^2\sigma}{dM_{d\pi}dM_{N\pi}} \approx 2.5 \text{ mb}/(\text{GeV}/c^2)^2$. Lateralmente sono riportati gli spettri in massa dei sistemi $d\pi$ e $N\pi$.

4.

celle incidenti su deuterio, in un vasto intervallo di energia, è stata messa in evidenza una struttura centrata attorno al valore di ~ 2.2 GeV/c² del sistema $d\pi$, generalmente indicata come $d^*(2200)$.

Lo stesso effetto è presente in processi incoerenti nella massa invariante del sistema $N_S N \pi$. Si tratta, generalmente, di esperimenti di produzione di due pioni nei quali unitamente al d^* si producono le risonanze costituite dal sistema particella incidente - pione⁽⁴⁾.

Il modello sviluppato per lo studio della interazione $dp \rightarrow dN\pi$ può essere utilizzato per riprodurre le caratteristiche sperimentali del d^* . Un confronto tra i valori sperimentali e le predizioni del modello per i valori della massa del d^* e della sua larghezza (Γ) è mostrato nella Tabella I. Il calcolo è stato effettuato applicando direttamente la formula della sezione d'urto (1) ricavata nella precedente nota⁽¹⁾. Nelle reazioni con due pioni nello stato finale si è fatto uso di un modello statistico. La larghezza diversa da zero della eventuale risonanza eccitata in concorrenza con il d^* è stata generalmente trascurata. Il confronto tra le nostre previsioni per i valori sperimentali M_{d^*} e Γ_{d^*} e quelle ottenute da altri autori⁽⁵⁾ evidenzia la migliore capacità preduttiva del modello utilizzato.

3. - PRODUZIONE DIFFRATTIVA. -

Se si considera un processo quale $pd \rightarrow dN\pi$ sono competitivi i due meccanismi di produzione dovuti allo scambio di un pione e allo scambio di un pomerone descritti in Fig. 3.

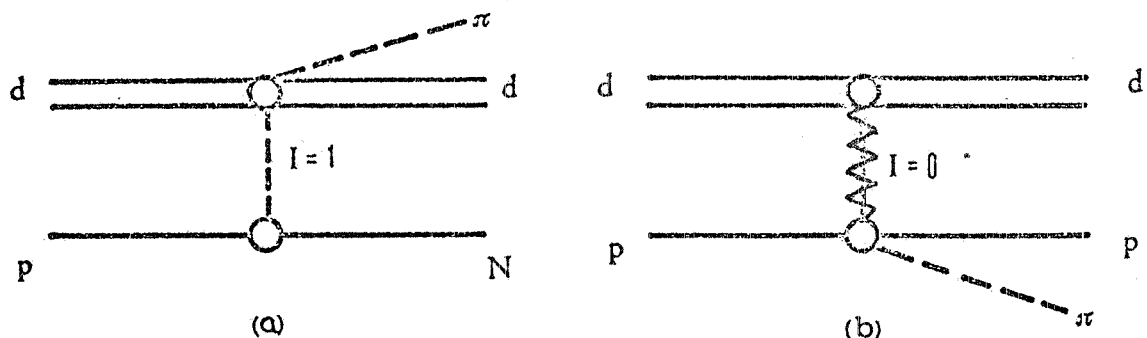


FIG. 3 - Due possibili meccanismi per la reazione $dp \rightarrow dN\pi$:
(a) scambio di un pione; (b) scambio di un pomerone.

A bassa energia, nella regione di eccitazione della Δ , domina lo scambio di un pione mentre ad altissime energie il processo è esclusivamente diffrattivo. In una regione di energia intermedia si deve assistere, quindi, ad una lenta transizione tra i due meccanismi.

Nella fenomenologia di Regge la dipendenza dall'energia dei due processi può essere empiricamente espressa nel modo seguente:

TABLE I

Experimental and calculated masses and widths for $d\pi$ enhancement in various reactions.

Reactions and references	Incident particle momentum (GeV/c)	s (GeV) ²	M _{dπ} (GeV/c ²)		Γ _{dπ} (GeV/c ²)		Model (o)	Calculated value by ref. (5)	
			experimental	calculated	experimental	calculated		M _{dπ} (GeV/c ²)	Γ _{dπ} (GeV/c ²)
pd → nd π ⁺ (4a)	1.54	11.1	2.180	2.16	0.09	0.11	pd → nd π ⁺		
pd → nd π ⁺ (4b)	1.825	12.1	2.15	2.16	0.18	0.13	pd → nd π ⁺		
pd → pd π ⁺ π ⁻ (4c)	1.825	12.1	2.125 ± 0.010	2.15	0.050 ± 0.010	0.13	pd → Δ ⁺⁺ d π ⁻	2.165	~ 0.095
K ⁺ d → K ⁺ d π ⁺ π ⁻ (4d)	3.0	15.2	~ 2.20	2.15	~ 0.16	0.16	K ⁺ d → d ⁺ (K π) _{IPS}	2.175	~ 0.105
π ⁻ d → π ⁻ d π ⁺ π ⁻ (4e)	3.7	16.7	2.170	2.17	0.100	0.14	π ⁻ d → ρ ⁰ d π ⁻	2.175	~ 0.110
K ⁻ d → K ⁻ d π ⁺ π ⁻ (4f)	5.5	24.5	2.200	2.17	0.150	0.18	K ⁻ d → d ⁺ K ⁻ K ⁺		
p̄ d → p̄ d π ⁻ π ⁺ (4g)	5.55	25.5	2.19 ± 0.01	2.18	0.18 ± 0.02	0.14	p̄ d → d ⁺ π ⁻ π ⁺	2.180	~ 0.110
p̄ d → n̄ d π ⁻ (6)	5.55	25.5	2.16 ± 0.01	2.14	0.16 ± 0.04	0.14	p̄ d → n̄ d π ⁻		
π ⁺ d → π ⁺ d π ⁺ π ⁻ (4h)	6.0	26.0	2.15	2.15	~ 0.15	0.15	π ⁺ d → d ⁺ π ⁺ (2 π) _{IPS}	2.180	~ 0.110

The uncertainties of the calculated M_{dπ} and Γ_{dπ} are about 10 MeV/c². In reactions (10f) and (10c) the symbol ~ indicate a rough estimate made from published hystograms. In the process (10d), for which high values have been considered, the experimental low value of the dπ mass cannot be explained by a Δ excitation in the deuteron, but probably by a nucleon exchange, as suggested from the narrow width. The symbols d⁺ and d⁻ indicate respectively d π⁺ and d π⁻ systems.

(o) - Reactions, in which two pions were produced, have been assumed to be dominated by d⁺ and by excitation of the incident particle or IPS distribution.

6.

$$\int \frac{d\sigma}{dt} dt \propto p^{-n}, \quad (2)$$

con $n \approx 0.2$ nello scambio di un pomerone (Fig. 3b),
 $n \approx 1.5 \div 2$ nello scambio di un pione (Fig. 3a).

Abbiamo mostrato⁽¹⁾ che per il processo:

$$pd \rightarrow dN\pi \quad (3)$$

ad un valore di $s^2 = 12.3 \text{ GeV}^2$ la descrizione secondo il meccanismo di scambio di un pione con eccitazione della $\Delta(1236)$ è in buon accordo con i dati sperimentali.

Non esistono dati per il processo (3) in regioni di energie intermedie. Prenderemo, quindi, in considerazione i dati di un esperimento

$$\bar{p}d \rightarrow d\bar{n}\pi^-$$

realizzato in camera a bolle con \bar{p} incidenti di $5.5 \text{ GeV}/c$ ⁽⁶⁾.

Le distribuzioni sperimentali delle masse invarianti dei sistemi $d\pi^-$ e $\bar{n}\pi^-$ mostrano la presenza di due strutture centrate rispettivamente attorno a $2.2 \text{ GeV}/c^2$ e $1.3 \text{ GeV}/c^2$. Come nel processo $dp \rightarrow dX$ i meccanismi possibili sono quelli della eccitazione periferica del d^* e quello della dissociazione diffrattiva.

L'espressione per la sezione d'urto del processo $\bar{p}d \rightarrow d\bar{n}\pi^-$ attesa dal meccanismo di eccitazione del d^* può essere ricavata direttamente dalla (1), introducendo i fattori di spin isotopico per i quali differiscono le ampiezze dei processi pd e $\bar{p}d$.

Nel caso del processo $dp \rightarrow dN\pi$ i diagrammi che intervengono sono quelli di Fig. 4.

Abbiamo mostrato⁽¹⁾ che si può esprimere l'ampiezza su deuterio T_D tramite le ampiezze elementari T_N con gli opportuni coefficienti di spin isotopico

$$\begin{aligned} T_{np \rightarrow nn\pi^+} &= \frac{1}{3} T_{pp \rightarrow pn\pi^+}, \\ T_{pp \rightarrow pp\pi^0} &= T_{np \rightarrow np\pi^0}, \\ \left| T_{dp \rightarrow dN\pi} \right|^2 &= \frac{8}{3} \left| T_{pp \rightarrow pn\pi^+} \right|^2 \left| G(q^2/4) \right|^2 \end{aligned} \quad (4)$$

Nel caso del processo $\bar{p}d \rightarrow d\bar{n}\pi^-$ intervengono solo i due diagrammi di Fig. 5.

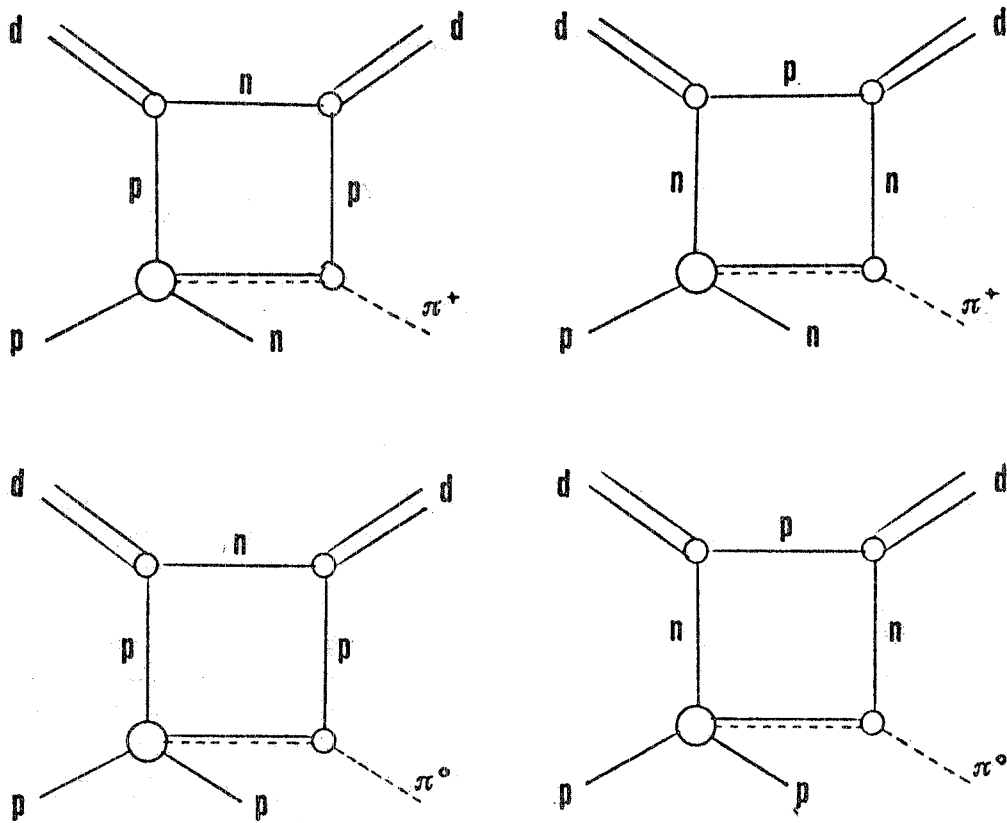


FIG. 4 - I quattro diagrammi rappresentano, nell'ambito dell'Approssimazione Impulsiva, la produzione rispettivamente di π^+ e π^0 .

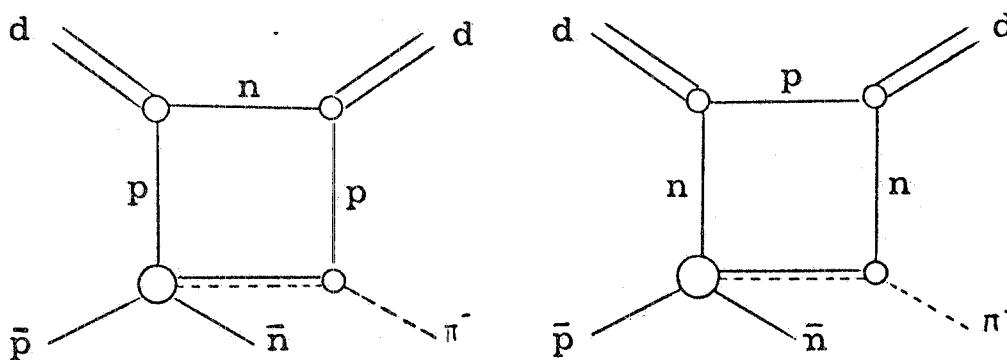


FIG. 5 - I due diagrammi rappresentano l'interazione $\bar{p}d \rightarrow \bar{n}\pi^-$ in Approssimazione Impulsiva.

8.

Per cui si ha :

$$T_{\bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{p}\bar{n}\pi^-} = \frac{1}{3} T_{\bar{p}\bar{n} \rightarrow \bar{n}\bar{n}\pi^-} ,$$

da cui :

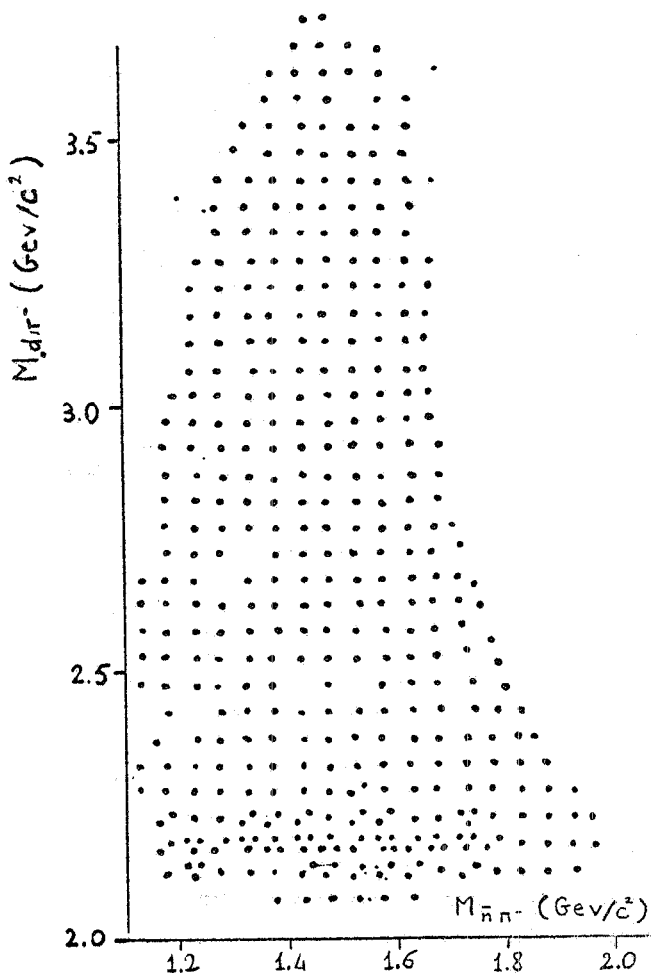
$$T_{\bar{p}d \rightarrow d\bar{n}\pi^-} = 4 T_{\bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{p}\bar{n}\pi^-} G(q^2/4) = \frac{4}{3} T_{\bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{p}\bar{n}\pi^-} G(q^2/4) ,$$

per cui, confrontando con la (4), risulta :

$$d\sigma(\bar{p}d \rightarrow d\bar{n}\pi^-) = \frac{2}{3} d\sigma(d\bar{p} \rightarrow d\bar{n}\pi^-) .$$

Per gli antiprotoni di 5.55 GeV/c si ricava $\sigma_{\bar{p}d}^{th} = 0.58$ mb. Questo valore deve essere confrontato con il valore sperimentale⁽⁶⁾ $\sigma_{pd}^{sp} = (0.92 \pm 0.10)$ mb.

Il dalitz plot atteso dal meccanismo di eccitazione del d^* (dopo aver introdotto nel calcolo gli stessi tagli presenti nell'analisi sperimentale (ovvero considerando



solo gli eventi per cui $|t_d - t_{dmin}| > 0.02$ GeV² e $p_{\pi^-} < 3$ GeV/c)) è riportato in Fig. 6. Nelle Figg. 7a e 7b sono confrontati gli istogrammi degli eventi sperimentali osservati in funzione delle masse invariante del sistema $d\pi^-$ e $\bar{n}\pi^-$ e quelli calcolati dal modello. Il confronto è effettuato senza nessuna normalizzazione o parametro libero.

FIG. 6 - Dalitz plot per il processo $\bar{p}d \rightarrow d\bar{n}\pi^-$ e $p_{\bar{p}} = 5.5$ GeV/c. Ogni punto corrisponde ad 1 evento.

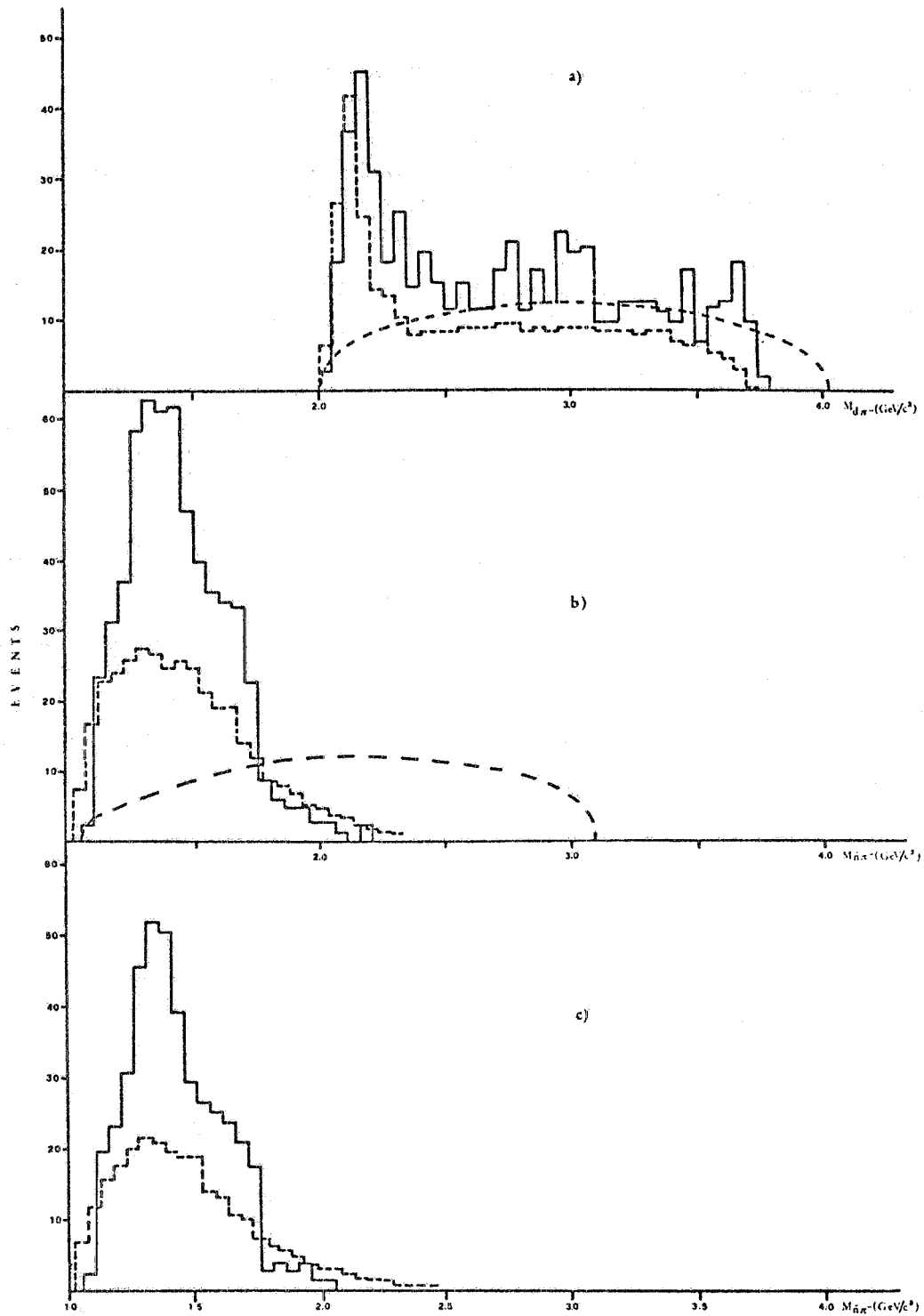


FIG. 7 - Distribuzione delle masse dei sistemi $d\pi^-$ e $\bar{n}\pi^-$ per $\bar{p}d \rightarrow \bar{d}\bar{n}\pi^-$ a $5.5 \text{ GeV}/c$. La fig. a) rappresenta la distribuzione $M_{d\pi^-}$; l'istogramma a curva continua corrisponde ai dati sperimentali, quello tratteggiato rappresenta le predizioni del modello e la linea tratteggiata mostra l'andamento dello spazio delle fasi. La fig. b) rappresenta il confronto tra la distribuzione $M_{\bar{n}\pi^-}$ teorica e quella sperimentale. Infine la fig. c) rappresenta lo spettro in massa $n\pi^-$ selezionando gli eventi per cui $M_{d\pi^-} > 2.3 \text{ GeV}/c^2$.

Il picco di eventi osservato nel sistema $d\pi^-$, centrato attorno a $2.14 \text{ GeV}/c^2$, è ben riprodotto in valore assoluto, posizione e larghezza a meno di uno spostamento sistematico di $\sim 25 \text{ MeV}/c^2$ tra eventi sperimentali ed eventi previsti. Il meccanismo del d^* , tuttavia, non è sufficiente a giustificare tutti gli eventi sperimentali addensati in una larga struttura attorno a $1.3 \text{ GeV}/c^2$ del sistema $\bar{n}\pi^-$.

Nel lavoro sperimentale, al fine di eliminare il contributo del meccanismo d^* , gli autori introducono un taglio sulla massa del sistema $d\pi^-$ considerando solo gli eventi associati a $M_{d\pi^-} > 2.3 \text{ GeV}/c^2$. Il risultato di questa selezione è mostrato in Fig. 7c unitamente alla distribuzione di eventi previsti dal modello con massa invariante $d\pi^-$ maggiore di $2.3 \text{ GeV}/c^2$. È evidente che, volendo separare il processo concorrente con il d^* , il criterio $M_{d\pi^-} > 2.3 \text{ GeV}/c^2$ non è sufficiente, poichè il contributo del d^* ad alte masse del sistema $d\pi^-$ si presenta ancora in una larga struttura attorno a $1.3 \text{ GeV}/c^2$ del sistema $\bar{n}\pi^-$ che comprende $\simeq 60\%$ degli eventi selezionati.

Una più realistica valutazione del processo concorrente è invece ottenibile sottraendo ai dati sperimentali il contributo del d^* valutato dal modello. Nella Fig. 8 riportiamo il risultato di questa sottrazione. Il valore della sezione associabile ad eventi non generati dal meccanismo del d^* è allora $\sigma_{N^*(1350)} \simeq 0.34 \text{ mb}$.

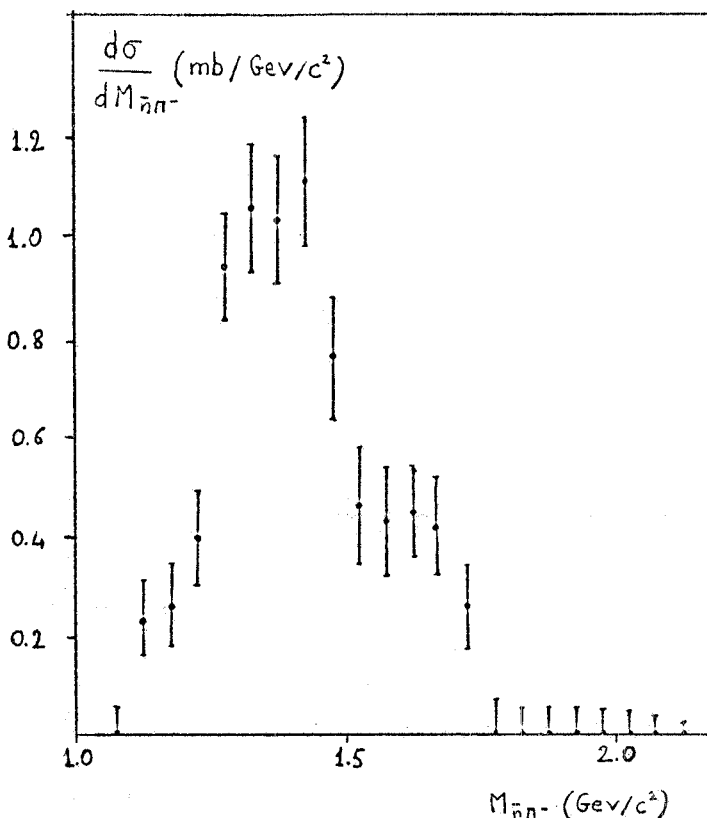


FIG. 8 - È riportata la sottrazione tra gli eventi sperimentali e quelli attesi secondo il modello del d^* relativamente al processo $\bar{p}d \rightarrow d\bar{n}\pi^-$ a $5.5 \text{ GeV}/c$.

Gli eventi residui sono ancora addensati nella regione di bassa massa del sistema $N\pi$, dando origine a una struttura centrata attorno a $1350 \text{ MeV}/c^2$, con una larghezza di $\simeq 300 \text{ MeV}/c^2$. Questo contributo può essere associato alla produzione diffrattiva ad energia intermedia. Il meccanismo di dissociazione diffrattiva può essere studiato per una data reazione studiando la variazione della sezione d'urto in funzione dell'energia.

Dati sperimentali sul processo $pd \rightarrow dX$ sono stati recentemente pubblicati dalla collaborazione USA-USSR nella regione $m_p^2 < M_X^2 < < 4 \text{ GeV}^2$ per energie incidenti di 50, 180 e 275 $\text{GeV}^{(7)}$. Da tali dati sperimentali è valutabile una $\sigma_{\text{diff}}(50) \simeq 0.12 \text{ mb}$ che richiederebbe secondo la formula

$$\int \frac{d\sigma}{dt} dt \propto p^{-n} \quad \text{con } n \simeq 0.2$$

una $\sigma_{\text{diff}}(5.5 \text{ GeV}) \simeq 0.18 \text{ mb}$.

Il confronto tra la σ_{diff} così valutata e la $\sigma_{N^*(1350)}$ ottenuta escludendo gli eventi del d^* mostra un accordo solamente qualitativo.

BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - R. Baldini Celio, F.L. Fabbri, G. LaRosa e P. Picozza, Frascati report LNF-75/58 (1975); Nucl. Phys. (in attesa di stampa).
- (2) - J. Banaigs, J. Berger, L. Goldzahl, L. Vu Hai, M. Cottureau, C. LeBrun, F.L. Fabbri and P. Picozza, Phys. Letters 45B, 535 (1975).
- (3) - H. Graessler et al., Nucl. Phys. B47, 43 (1972); K. Bockbeck et al., Nucl. Phys. B40, 39 (1972); K. Böckmann et al., Nucl. Phys. B96, 45 (1975).
- (4) - (a) E.V. Hungerdorf et al., Contributed paper to Sixth Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Santa Fe and Los Alamos (1975), p. 207;
(b) I. A. Babalola et al., Nucl. Phys. B78, 561 (1974);
(c) D. C. Brunt et al., Phys. Letters 26B, 317 (1968);
(d) K. Buchner et al., Nucl. Phys. B9, 286 (1969);
(e) M. A. Abolius et al., Phys. Rev. Letters 15, 125 (1965);
(f) B. Werner et al., Phys. Rev. 188, 2023 (1969);
(g) H. Braun et al., Phys. Rev. D2, 1212 (1970);
(h) G. Vegni et al., Phys. Letters 19, 526 (1965).
- (5) - D. Evrard et al., Nucl. Phys. B14, 699 (1969).
- (6) - H. Braun et al., Phys. Rev. D8, 2765 (1973).
- (7) - Y. Akimov et al., Phys. Rev. Letters 35, 763 (1975).