

LNF - 71/14
31 Marzo 1971

G. Parisi and M. Testa: ALCUNE OSSERVAZIONI SULLA PRO-
DUZIONE DI ADRONI MEDIANTE PROCESSI ALLA LANDAU-
LIFSHITZ.

G. Parisi and M. Testa^(x): ALCUNE OSSERVAZIONI SULLA PRODUZIONE DI ADRONI MEDIANTE PROCESSI ALLA LANDAU-LIFSHITZ. -

Alcuni autori⁽¹⁾ hanno recentemente suggerito che parte dei processi adronici osservati con fasci incrociati e^+e^- siano dovuti alla interazione dei campi elettromagnetici creati dagli elettroni e positroni.

La formula proposta per il calcolo della sezione d'urto per questo tipo di eventi è la seguente:

$$(1) \quad \sigma = 2 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 \lg^2 \left(\frac{E}{m_e} \right) \int_{s_0}^{4E^2} \frac{ds}{s} f \left[\left(\frac{s}{4E^2} \right)^{1/2} \right] \sigma_{\gamma\gamma}(s)$$

dove:

$$f(x) = (2+x^2)^2 \lg x - (1-x^2)(3+x^2)$$

E rappresenta l'energia per fascio degli elettroni e $\sigma_{\gamma\gamma}(s)$ è la sezione d'urto totale per il processo $\gamma\gamma \rightarrow$ adroni.

$\sigma_{\gamma\gamma}(s)$ riceve contributi sia da risonanze ($\xi(700)$, δ^0 , x^0 , f , A_2 etc.) sia dal continuo. Una stima ragionevole di $\sigma_{\gamma\gamma}(s)$ almeno per energie del centro di massa superiori ad 1 GeV può essere data mediante una parametrizzazione dell'ampiezza in termini dei principali

(x) - Istituto di Fisica dell'Università, Roma, Italy.

2.

poli di Regge (Pomeranchuk, f, A_2). I residui possono essere valutati, usando le loro proprietà di fattorizzazione, a partire dalle sezioni di urto sperimentalmente note per i processi $\gamma N \rightarrow$ adroni⁽²⁾ e $NN \rightarrow$ adroni.

Il risultato è:

$$(2) \quad \sigma_{\gamma\gamma}(s) = [0.23 + 0.27 s^{-1/2}] \mu\text{B}$$

Nella regione al di sotto di 1 GeV i processi dominanti sono la produzione di 2π in soglia e di risonanze di spin 0. Per le risonanze più pesanti (X^0, Δ^0) possiamo tentare un discorso del tipo duale, nel senso di supporre che la formula (2) rappresenti abbastanza bene in media la sezione d'urto da un s di circa 0.6 GeV^2 in su.

Sostituendo quindi la formula 2 nella 1 e integrando a partire da $s = 0.6 \text{ GeV}^2$ otterremo almeno approssimativamente la sezione d'urto per la creazione di stati adronici con massa quadra superiore a 0.6 GeV^2 . Il risultato è graficato in Fig. 1 come σ_{any} .

Per quanto riguarda invece la produzione di $\mathcal{E}(700)$ supporremo che $\sigma_{\gamma\gamma}^{\mathcal{E}}(s)$ sia della forma:

$$\sigma_{\gamma\gamma}^{\mathcal{E}}(s) = \frac{8\pi^2}{M_{\mathcal{E}}^2} \Gamma_{\gamma\gamma}^{\mathcal{E}} \delta(s - M_{\mathcal{E}}^2)$$

Per stimare $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\mathcal{E}}$ si può supporre nello spirito della dualità che

$$\int_{\text{soglia}}^{.9 \text{ GeV}} \sigma^R(s) ds \approx \int \sigma_{\gamma\gamma}^{\mathcal{E}}(1) ds$$

Ciò porta a $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\mathcal{E}} \sim 40 \text{ KeV}$. In Fig. 1 è rappresentata la sezione di urto calcolata secondo questa ipotesi. Si noti che una stima analoga per la larghezza dell' X^0 in due gamma, che è implicata nel discorso fatto precedentemente, porta ad una larghezza $\Gamma_{\gamma\gamma}^{X^0} \leq 15 \text{ KeV}$.

Una stima possibile per la creazione di due π in soglia è stata fatta in ref. (1), tenendo conto del solo termine di Born, ed è riportata in Fig. 1.

Detta stima è resa dubbia dalla possibile esistenza del cosiddetto ω -peak⁽³⁾, in quest'ultimo caso le sezioni d'urto sarebbero notevolmente più elevate.

Notiamo per concludere che la produzione di due π in soglia o di $\mathcal{E}(700)$ è facilmente riconoscibile dalle caratteristiche cinematiche. I due π prodotti sono infatti coplanari ma non collineari; dovrebbe essere quindi possibile separare eventi simili dagli altri, in quanto l'unico meccanismo competitivo è rappresentato dalle correzioni radiative alla produzione del \mathcal{E} .

I due processi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mathcal{E}$, $e^+e^- \rightarrow \mathcal{E}\gamma$ sono tuttavia distinguibili tramite la distribuzione angolare dei π . Infatti, mentre i prodotti nel secondo processo escono prevalentemente ad un angolo $\theta < \theta_{\max}$, la distribuzione angolare di π di decadimento dell' \mathcal{E} è approssimativamente

$$(3) \quad \frac{d\sigma}{d\cos\theta} \propto \frac{1}{1 - \xi^2 \cos^2\theta} \quad \text{con} \quad \xi = \frac{1 - \frac{m_{\mathcal{E}}^2}{E^2}}{1 + \frac{m_{\mathcal{E}}^2}{E^2}}$$

In Fig. 2 sono graficate la quantità $\int_{\theta}^{\pi-\theta} (d\sigma/d\cos\theta) d\theta$ per $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ calcolate mediante la (3).

Ovviamente le nostre stime sono semplicemente indicative e la loro incertezza cresce al diminuire della massa dello stato adronico creato.

Esse si basano infatti sull'ipotesi che il concetto di dualità sia rilevante anche per le interazioni elettromagnetiche degli adroni, ipotesi che deve essere verificata sperimentalmente.

In ogni caso mentre possiamo avere abbastanza confidenza nei risultati sulla produzione di oggetti di massa superiore ad 1 GeV, la stima di $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\mathcal{E}}$ può essere molto facilmente sbagliata di un fattore 2, e non abbiamo il minimo controllo su $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\mathcal{E}}$ e sulla sezione d'urto in soglia.

Gli autori ringraziano il Dr. M. Greco per utili suggerimenti.

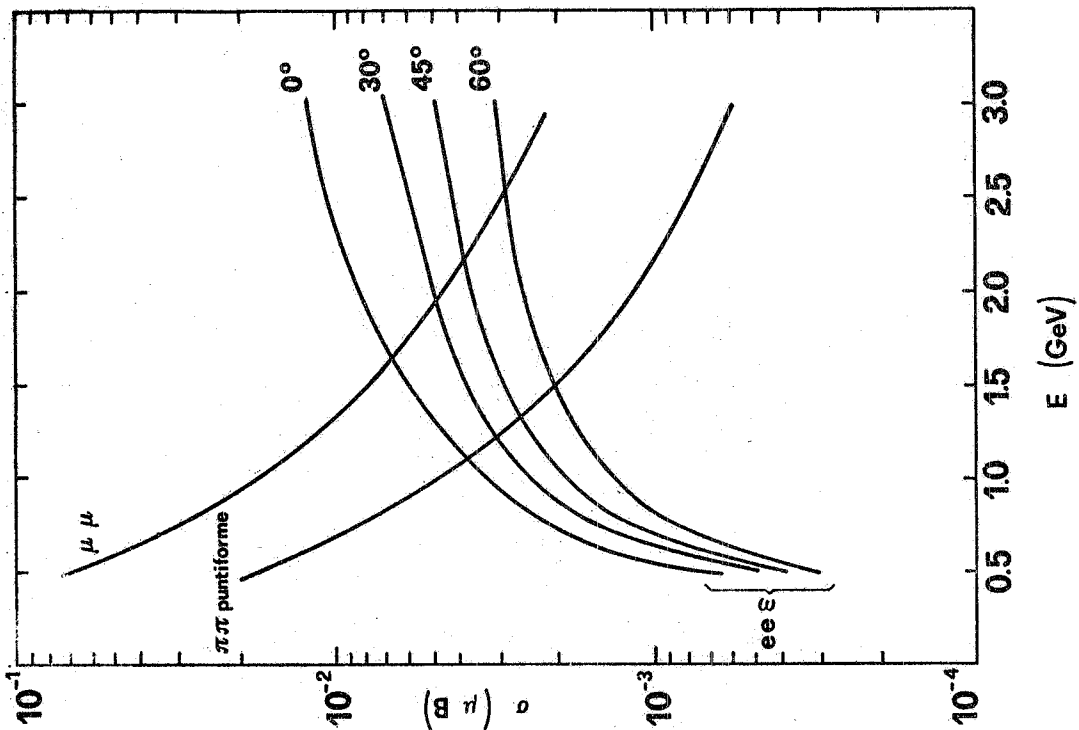


FIG. 2

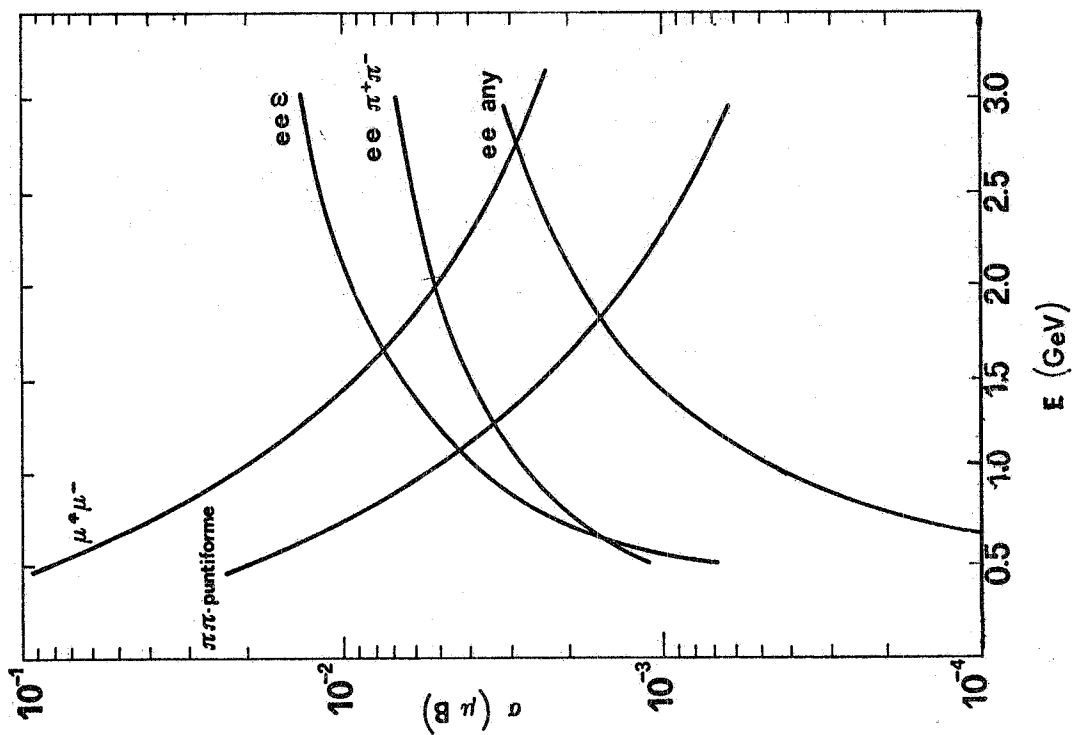


FIG. 1

BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - L.L. Landau e E.M. Lifshitz, Phys. Z. Sowjet 6, 244 (1934);
A. Jaccarini, N. Arteaga-Romero, J. Parisi e P. Kessler, Lettere
Nuovo Cimento 4, 933 (1970); S. J. Brodsky, T. Knoshita e H. Teraza
wa, Phys. Rev. Letters 25, 972 (1970); M. Greco, LNF-71/1
(1971), in corso di pubblicazione su Nuovo Cimento.
- (2) - D.O. Caldwell et al., Phys. Rev. Letters 25, 609 (1970).
- (3) - B. Maglic, Lezioni tenute alla "International School of Phys.
Ettore Majorana, Erice 1970.