
ATTI ACCADEMIA NAZIONALE DEI LINCEI
CLASSE SCIENZE FISICHE MATEMATICHE NATURALI

RENDICONTI

C. CASTAGNOLI, A. LONGHETTO, A. WATAGHIN, C.
LAMBORIZIO, I. ORTALLI

Scattering singolo di muoni negativi di 8 BeV/c in emulsione nucleare

*Atti della Accademia Nazionale dei Lincei. Classe di Scienze Fisiche,
Matematiche e Naturali. Rendiconti, Serie 8, Vol. 36 (1964), n.3, p. 355–360.*
Accademia Nazionale dei Lincei

<http://www.bdim.eu/item?id=RLINA_1964_8_36_3_355_0>

L'utilizzo e la stampa di questo documento digitale è consentito liberamente per motivi di
ricerca e studio. Non è consentito l'utilizzo dello stesso per motivi commerciali. Tutte le
copie di questo documento devono riportare questo avvertimento.

*Articolo digitalizzato nel quadro del programma
bdim (Biblioteca Digitale Italiana di Matematica)
SIMAI & UMI*

<http://www.bdim.eu/>

Fisica. — *Scattering singolo di muoni negativi di 8 BeV/c in emulsione nucleare.* Nota di C. CASTAGNOLI, A. LONGHETTO, A. WATAGHIN, C. LAMBORIZIO e I. ORTALLI, presentata (*) dal Socio G. WATAGHIN.

1. — INTRODUZIONE.

I risultati dei vari esperimenti [1-8] sullo scattering singolo di mesoni μ finora effettuati per energie comprese tra 200 MeV e 10 BeV, non sono tutti in mutuo accordo. In questa Nota presentiamo i risultati di misure da noi eseguite sullo scattering in emulsioni nucleari di mesoni μ negativi di 8 BeV e confrontiamo i nostri risultati con quelli finora noti.

2. — METODO SPERIMENTALE.

Esposizione delle emulsioni nucleari.

Le emulsioni sono state esposte al fascio di μ^- prodotti dal protosincrotrone del CERN di Ginevra [9]; questa esposizione è stata curata dal prof. Gailloud del gruppo di Losanna.

Il fascio di pioni, ottenuti nella collisione dei protoni accelerati con una targhetta e aventi momento di $(12,1 \pm 0,3)$ BeV/c, vengono focalizzati da due magneti, attraverso due diaframmi di cm 2 di larghezza, su un collimatore di piombo lungo 80 cm. Questo fascio di circa $8 \cdot 10^5$ particelle per impulso viene successivamente collimato da due quadrupoli e dopo un percorso di decadimento di $\sim 4,5$ m i μ^- di 11 BeV (emessi secondo la direzione di moto nel decadimento pionico) vengono focalizzati da una seconda coppia di quadrupoli attraverso un filtro di grafite di 7,60 m. Nell'attraversamento di questo filtro i muoni perdono ~ 3 BeV. Un magnete, posto prima del filtro provoca uno sparpagliamento del fascio per cui è possibile con una coppia di contatori da 7×7 cm² di definire il fascio di muoni di 8 BeV/c ± 15 %.

Il fascio presenta una intensità di $2 \cdot 10^3$ particelle/impulso e una polarizzazione longitudinale $\left| \vec{P}_\mu \right| = 0,85$.

La contaminazione di pioni nel fascio dei muoni è di $\sim 3 \cdot 10^{-5}$. Il numero di μ provenienti da decadimenti di mesoni K è trascurabile.

Tecnica di osservazione. — Si è adottato il metodo di osservazione al microscopio (scanning) detto di inseguimento di traccia, cioè i μ venivano osservati individualmente lungo il loro intero percorso nella emulsione e ne

(*) Nella seduta del 14 marzo 1964.

venivano segnalate le interazioni o deflessioni. Sono state provate diverse velocità V_i di inseguimento e, date le nostre condizioni di densità di tracce (22 tracce/mm), di apertura del fascio ($\pm 1^\circ$) e di visibilità, abbiamo adottato $V_i \sim 30$ cm/ora.

Misure. - L'angolo minimo di deflessione misurato, era $15'$. Le misure degli angoli sono state eseguite nel piano della lastra. La precisione del goniometro era $6'$. Sono stati registrati tutti gli angoli che si sono osservati.

Contaminazioni. - Dal numero osservato N_s di stelle si ricava il corrispondente libero cammino medio L_s , sperimentale e si è calcolata poi la contaminazione f_π da parte di mesoni π mediante la relazione $F_\pi = L_\pi/L_s$, ove L_π è il libero cammino medio teorico e $L_\mu \gg L_\pi$. Si è così ottenuto:

$$F_\pi = 0,3 \pm 0,15.$$

La contaminazione da parte di elettroni, in accordo con determinazioni fatte per altra via dal gruppo di Losanna, era $\sim 1\%$ (1).

Si è registrato un solo caso in cui due eventi di scattering sono stati osservati lungo la stessa traccia; ciò rende molto improbabile l'eventualità che siano stati da noi inclusi elettroni lenti.

Efficienza di Scanning.

Si sono eseguiti numerosi controlli sugli eventi osservati. Entro gli errori sperimentali, i numeri di eventi, a parità di angolo e di traccia inseguita, trovati dai 3 microscopisti che abbiamo impiegato, erano in accordo tra di loro. Vogliamo mettere in evidenza come la nostra velocità di scanning (variando da 20 a 35 cm/ora) fosse circa la metà della velocità adottata negli esperimenti di Kim et al [8].

Determinazioni di efficienza assoluta erano in pratica di difficile realizzazione e non sono stati fatti né da noi né da Kim et al. [8].

Ad esempio il riesame delle lastre presenta inconvenienti d'ordine psicologico, poiché è noto che gli osservatori hanno un notevole effetto di memoria per gli eventi che hanno osservato tempo prima.

L'efficienza dei nostri osservatori in questo esperimento era valutata essere del 90 % per angoli $> 0,5^\circ$. Vogliamo far notare che una efficienza minore in realtà di questa valutata renderebbe la deviazione dei nostri risultati dalla teoria del nucleo esteso ancora maggiore come sarà discusso in seguito.

Calcolo del numero degli eventi previsti.

Per il calcolo del numero di scattering previsti teoricamente, si esaminano sia il caso del nucleo puntiforme che quello del nucleo esteso.

(1) Comunicazione privata del dott. Rosset.

Il caso del nucleo puntiforme è stato trattato a partire dalla formula del Mott:

$$(1) \quad \sigma(\vartheta) = \frac{1}{4} Z^2 \left(\frac{e^2}{p\nu} \right)^2 \frac{\cos^2(\vartheta/2)}{\sin^4(\vartheta/2)} \left[1 + \frac{2 p\nu}{Mc^2} \sin^2(\vartheta/2) \right]^{-1}.$$

La (1) è stata integrata sull'angolo zenitale (da $-\pi$ a $+\pi$), sul percorso e sull'angolo proiettato da α_0 a π , per ottenere la distribuzione integrale funzione dell'angolo α_0 .

Per il caso esteso abbiamo modificato la sezione d'urto (1) come segue:

$$(2) \quad \sigma'(\vartheta) = \sigma(\vartheta) F_p^2(p) F_n^2(\alpha/Xn)$$

dove per il fattore di forma nucleare F_n si è adottata l'espressione approssimata di Cooper e Rainwater [11]:

$$(3) \quad F_n(\alpha/Xn) = \begin{cases} 1 & \text{per piccoli } \alpha/Xn \\ Z^{-1} & \text{per grandi } \alpha/Xn \end{cases}$$

e per il fattore di forma del protone F_p si è usata l'espressione di Hofstadter et al. [12].

$$(4) \quad F_p = (1 + q^2 a^2/12)^{-2}$$

dove $q = 2 p \sin \vartheta/2$ e $a = 0,7$ fermi $= 0,7 \cdot 10^{-13}$ cm.

3. - RISULTATI E DISCUSSIONE.

I nostri risultati sperimentali sono riportati in fig. 1. È possibile osservare che essi si accordano con la sezione di urto del Mott (curva 1) e non con le curve calcolate facendo uso dei fattori di forma di Cooper e Rainwater (curva 2 e 3).

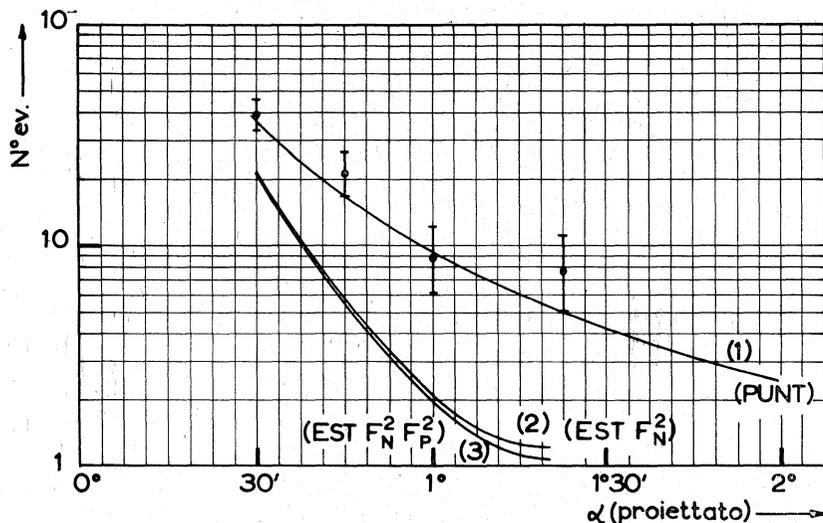


Fig. 1. - Fascio di μ^- di 8 BeV/c.

Nostre Misure:

- (1) Calcolo secondo il modello puntiforme. (2) (3) Calcolo secondo il modello esteso.

La curva (2) tiene conto del solo fattore di forma nucleare F_N , mentre la curva (3) tiene conto del fattore di forma del protone F_p .

I risultati ottenuti da altri ricercatori sullo scattering di μ possono essere divisi in 2 gruppi. Il gruppo più numeroso riguarda esperimenti facenti uso di « targhette » più o meno spesse (gruppo I); l'altro riguarda esperimenti condotti con emulsioni nucleari (gruppo II).

Facciamo questa distinzione poiché i risultati degli esperimenti del gruppo I devono venire riferiti a distribuzioni di scattering multiplo (Molière [10], Cooper e Rainwater [11]), mentre quelli del gruppo II devono

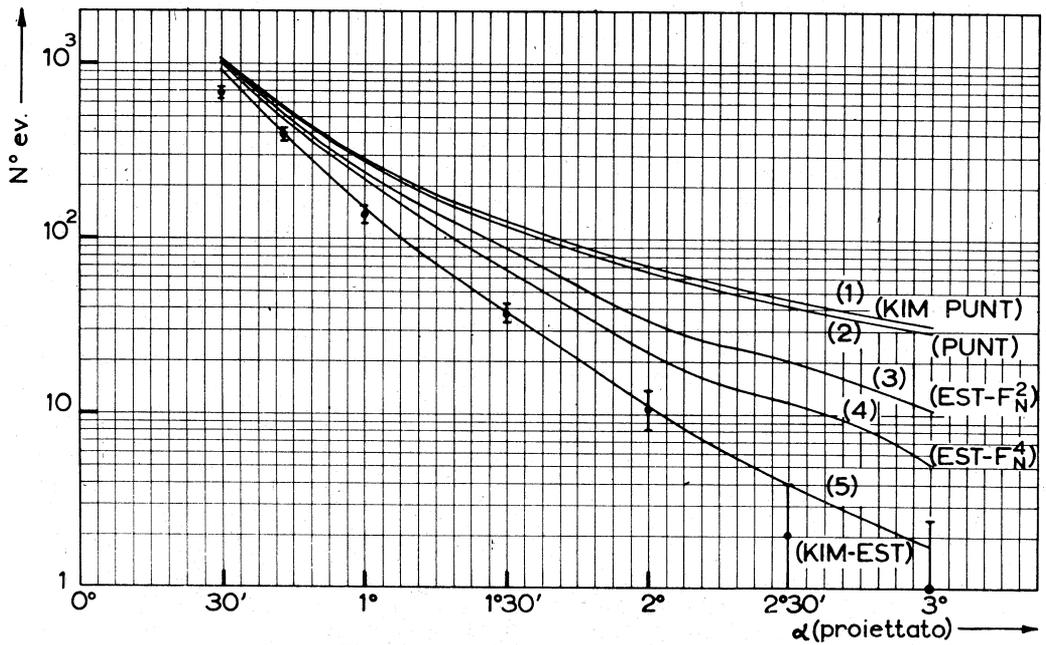


Fig. 2. - Fascio di μ^- di 2 Bev/c.

Misure di Kim et Al [8]:

- (1) Calcolo eseguito da [8] secondo il modello puntiforme. (2) Calcolo eseguito da noi secondo il modello esteso.
 (3) Calcolo eseguito da noi per il nucleo esteso col fattore di forma F_N^2 . (4) Calcolo eseguito da noi per il nucleo esteso col fattore di forma F_N^4 . (5) Calcolo eseguito da [8] per il nucleo esteso.

venire riferiti a distribuzioni di scattering singolo (Mott). I risultati dei due gruppi possono poi venire paragonati fra loro, ma il paragone non è molto diretto.

Gli esperimenti del gruppo I, che hanno adoperato spettri di momenti di raggi cosmici [1-6], sono in accordo (eccettuato uno [6]) con le teorie del nucleo puntiforme (Molière).

L'unico esperimento che adopera un fascio muonico di momento definito proveniente da un acceleratore [7] è in accordo con le teorie del nucleo esteso (Cooper e Rainwater). L'esperimento con emulsioni nucleari (gruppo II)

di Kim et al. [8] (fascio di 2 BeV/c) (fig. 2) è in accordo con la teoria del nucleo esteso di Cooper e Rainwater se si usa la 4^a potenza della trasformata di Fourier della distribuzione di carica nucleare invece della 2^a potenza.

Usando quest'ultima, come ci sembra più corretto, noi abbiamo ottenuto per i dati di Kim et al. [8], i risultati dati in fig. 2.

La curva (1) si riferisce alla teoria di Mott del nucleo puntiforme, calcolata da Kim, mentre la curva (2), che si riferisce alla medesima teoria, è quella ricalcolata da noi.

Le curve (3) e (4) sono quelle relative al caso del nucleo esteso, da noi ricalcolato facendo uso rispettivamente, dei fattori di forma di Cooper e Rainwater F_n^2 e F_n^4 .

Infine, la curva (5) è quella calcolata dal Kim per il caso del nucleo esteso; come si vede, essa è più vicina a quella da noi ricalcolata facendo uso del fattore di forma di Cooper e Rainwater F_n^4 .

Dalla fig. 2 si può vedere che i punti sperimentali di Kim et al. [8] sono ora più bassi della curva (3). Ciò si può spiegare solo ammettendo una efficienza di scanning diversa da quella valutata. Con una correzione ragionevole di efficienza i punti sperimentali potrebbero situarsi fra le curve (3) e (1).

Non abbiamo analizzato l'altra esperienza a 2 BeV (Masek et al. [7]), che è in accordo con la teoria di Cooper e Rainwater dal momento che essa è stata condotta con una tecnica differente e richiede, del resto, di venire confrontata con distribuzione di scattering multiplo.

Né possiamo escludere che la differenza fra i risultati di Kim et al. e i nostri sia dovuta alla differente energia del fascio o ad una sua diversa composizione (cioè ad un errore sistematico sulla composizione del background elettronico).

In conclusione, dobbiamo dire che il nostro esperimento dà una qualche indicazione in favore della teoria del nucleo puntiforme per lo scattering di μ a 8 BeV, oppure in favore della teoria del nucleo esteso alla quale si aggiunga qualche contributo di scattering anomalo.

BIBLIOGRAFIA.

- [1] I.B.M. McDIARMID, « Phil. Mag. », 45, 933 (1954).
- [2] G. N. FOWLER and A. W. WOLFENDALE, « Progr. Elem. Part. and Cosm. Ray Phys. », 4, 104 (1958).
- [3] M. M. BOSWAS, « Zeits. F. Phys. », 155, 518 (1959).
- [4] J. L. LLOYD and A. W. WOLFENDALE, « Phys. Rev. », 117, 247 (1960).
- [5] R. L. SEN GUPTA, S. GHOSH, A. ACHARIA, M. M. BISWAS and K. K. ROY, « Nuovo Cim. », 19, 245 (1961).
- [6] M. A. MEYER, J. A. M. DE VILLIERS, W. S. WOLMARANS and J. W. KOEN, « Nucl. Phys. » 30, 353 (1962).

- [7] G. E. MASEK, L. D. HEGGIE, Y. B. KIM and R. W. WILLIAMS, « Phys. Rev. », *122*, 937 (1961).
- [8] C. Y. KIM, S. KANEKO, Y. B. KIM, G. E. MASEK and R. W. WILLIAMS, « Phys. Rev. », *122*, 1641 (1961).
- [9] G. BACKENSTOSS, B. D. HYAMS, G. KNOP, O. C. MARIN and U. STIERLIN, « Phys. Rev. Lett. », *6*, 415 (1961).
- [10] G. MOLIERE, « Zeits. F. Naturforsch. », *3 a*, 78 (1948).
- [11] L. N. COOPER and J. RAINWATER, « Phys. Rev. », *97*, 492 (1955).
- [12] R. HOFSTADTER, F. BUSMILLER e M. R. YEARIAN, « Revs. Modern Phys. », *30*, 482 (1958).