
ATTI ACCADEMIA NAZIONALE DEI LINCEI
CLASSE SCIENZE FISICHE MATEMATICHE NATURALI

RENDICONTI

CARLO CASTAGNOLI, ANGELO DE MARCO, RENATO
SCRIMAGLIO

Perdite di energia di mesoni ultrarelativistici. - I. Interazioni nucleari

*Atti della Accademia Nazionale dei Lincei. Classe di Scienze Fisiche,
Matematiche e Naturali. Rendiconti, Serie 8, Vol. 36 (1964), n.4, p. 475–480.*

Accademia Nazionale dei Lincei

<http://www.bdim.eu/item?id=RLINA_1964_8_36_4_475_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. — *Perdite di energia di mesoni ultrarelativistici.* — I. *Interazioni nucleari.* Nota di CARLO CASTAGNOLI, ANGELO DE MARCO e RENATO SCRIMAGLIO (*), presentata (**) dal Socio E. PERUCCA.

1. INTRODUZIONE. — In questa e in una successiva Nota discuteremo le perdite di energia dei mesoni μ di energie ultrarelativistiche allo scopo di facilitare l'interpretazione di risultati ottenuti sulla componente ultrapenetrante della radiazione cosmica.

Il contributo alla perdita di energia dei muoni dovuti alle interazioni nucleari, $(dE/dx)_n$ che analizzeremo per primo, è il più incerto per due ragioni:

1° difficoltà sulla formulazione teorica dello spettro dei fotoni virtuali che accompagnano il μ ;

2° scarsità d'informazioni sulla sezione d'urto σ_γ dei fotoni reali contro nuclei.

Ne segue che i vari Autori danno valori di $(dE/dx)_n$ che differiscono, a parità di energia anche di un fattore 25.

Questa discrepanza diventa molto importante nell'interpretare le curve range-energia ed intensità-profondità dei μ per i forti spessori di roccia che sono ad esempio, ora utilizzati nella galleria del Monte Bianco [1].

Scopo di questo lavoro è di ricalcolare la $(dE/dx)_n$, riesaminando sia il punto 1° che il punto 2° mediante l'introduzione della teoria di Kessler-Kessler in luogo di quella Weiszäcker-Williams, e l'utilizzazione dei dati direttamente ottenuti sulla σ_γ per nuclei, da Castagnoli et al. [2] alle energie di $\sim 1,1$ Gev con il sincrotrone di Frascati.

2. SPETTRO DEI FOTONI VIRTUALI. — Per applicare il metodo di Weiszäcker-Williams al moto di una particella di massa μ ed energia totale E si richiede che sia

$$(1) \quad \frac{E}{\mu c^2} \gg 1 \quad ; \quad q = h\nu \ll E$$

cioè che il muone sia relativistico e che la perdita di energia, cioè l'energia q del quanto virtuale, sia piccola rispetto alla energia totale del muone.

D'altra parte si può vedere come questo metodo conduca agli stessi risultati del metodo di Feynmann-Dyson; e ciò sia perché il campo fotonico scalare e longitudinale associati alla particella carica incidente possono essere trascurati a confronto di quello trasversale (come mostrato classicamente da Williams) sia perché gli spettri di energia dei fotoni virtuali trasversi dedotti nei due casi risultano praticamente uguali.

(*) Istituto di Fisica Generale, Università di Torino.

(**) Nella seduta dell'11 aprile 1964.

Kessler-Kessler [3], riprendendo il problema teorico della interazione nucleare dei μ , deducono dalla teoria dei campi, per la sezione d'urto del processo relativo ad un muone di energia E

$$(2) \quad \sigma(E, q) dq = \frac{2\alpha}{\pi} \left[\ln \frac{E}{\mu c^2} - \frac{1}{2} \right] \sigma_\gamma(q) \frac{dq}{q}.$$

Considerando l'espressione (2) Kessler-Kessler in un primo tempo concluderono esservi un buon accordo con la teoria di Weizsäcker-Williams. Però in un lavoro successivo gli autori fanno notare che la $\sigma(E, q)$ per grandi trasferimenti di energia non può essere data dalla (2) valida solo per $(q/E) \ll 1$. Estendendo dunque la trattazione al caso in cui $q \simeq E$ si ha

$$(3) \quad \sigma(E, q) dq = \frac{2\alpha}{\pi} \sigma_\gamma(q) \frac{dq}{q} \left[\frac{2E^2 - 2Eq + q^2}{2E^2} \ln \left(\frac{E-q}{\mu c^2} \right) - \frac{E-q}{2E} \right] dq$$

con $\alpha = 1/137$.

Questa formula tiene conto dell'effetto di spin del μ , dell'angolo di deviazione del μ ed è valida in tutto il dominio di q ; per piccoli valori del rapporto q/E , si ritrova la formula di Weizsäcker-Williams (esclusa la sostituzione di q a μ nel denominatore del termine logaritmico). Invece per valori grandi di q/E la differenza diventa sensibile.

3. VALUTAZIONE DELLA σ_γ . - L'informazione sulla σ_γ , si può avere in due diversi modi: o ricavandola dalle interazioni nucleari dei μ stessi; oppure effettuando misure dirette sulle foto-stelle. La prima via è stata eseguita recentemente da Kessler-Maze [4] e dal gruppo di Osaka [5] servendosi di camere a nebbia operanti rispettivamente a 65 e 50 m.w.e.

Col secondo metodo si hanno le misure effettuate da Castagnoli et al. [2] utilizzando γ di Bremsstrahlung dell'elettrosincrotrone di Frascati ed osservando le fotostelle prodotte in emulsioni nucleari.

I risultati sono mostrati in fig. 1: ove si dà la sezione d'urto per quanto equivalente σ_Q in funzione della energia massima E_γ dello spettro di Bremsstrahlung.

La sezione d'urto σ_γ per quanto effettivo è la pendenza della curva $\sigma_Q = \sigma_Q(\log E_\gamma)$ e quindi vale:

$$(4) \quad \sigma_\gamma = \frac{d\sigma_Q}{d(\log E_\gamma)} = E_\gamma \frac{d\sigma_Q}{dE_\gamma}.$$

I risultati da noi ottenuti sulla σ_Q sono confrontati con quelli successivi di Peterson [6]. I dati concordano a 1100 MeV, ma nel nostro lavoro si sono trovati valori minori a 500 MeV, e quindi una salita più rapida. Secondo Peterson, la sezione di urto σ_γ cresce poco con l'energia, e raggiunge il valore $(2,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-30}$ cm²/nucleone a 1150 MeV.

Come appare dalla fig. 1, i nostri punti sperimentali si possono sistemare abbastanza bene su una retta; di conseguenza $d\sigma_Q/dE_\gamma$ è costante e σ_γ cresce linearmente con l'energia.

Inserendo il valore di $d\sigma_Q/dE$ così ottenuto nella (4) e riferendo la sezione d'urto a nucleone, la σ_γ è con buona approssimazione data da

$$(5) \quad \left\{ \begin{array}{l} \sigma_\gamma = 3,4 \times 10^{-31} E_\gamma \quad \text{per } E_\gamma \leq 1,1 \cdot 10^3 \text{ MeV (cm}^2/\text{nucleone; } E_\gamma \text{ in MeV)} \\ \sigma_\gamma = 3,75 \times 10^{-28} \quad \text{per } E_\gamma > 1,1 \cdot 10^3 \text{ MeV.} \end{array} \right.$$

Questi valori così direttamente misurati della σ_γ non sono in sostanziale disaccordo con le informazioni ottenute studiando le interazioni dei μ . È però evidente che in una trattazione semiempirica della $(dE/dx)_n$ siano da preferire le (5).

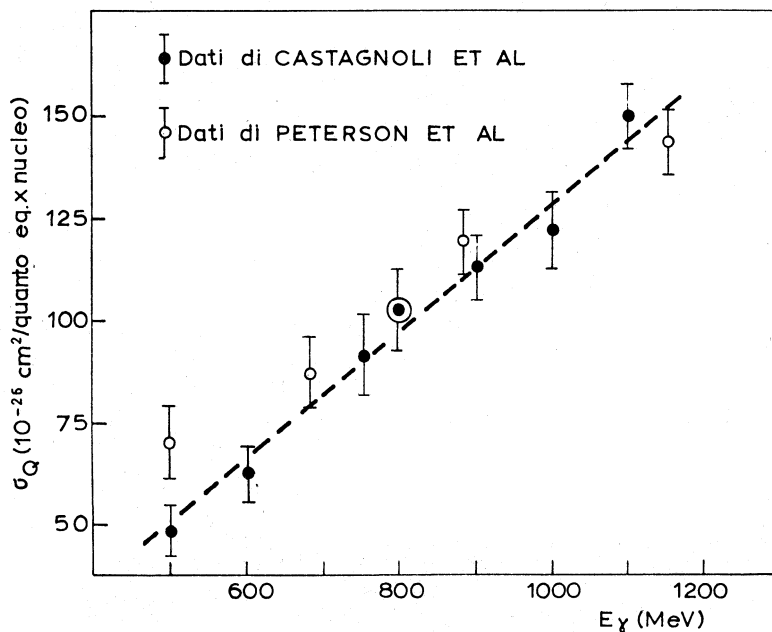


Fig 1.

Quando saranno noti i risultati ottenuti con la stessa tecnica fotografica al fascio di Bremsstrahlung dell'elettrosincrotrone da 6 Gev di Amburgo le (5) potranno essere ulteriormente migliorate.

4. CALCOLO DELLA $(dE/dx)_n$. - Se ora utilizziamo la $\sigma(E, q) dq$ data dalla (3) e se assumiamo che la σ_γ sia data dalle (5) otteniamo per la perdita di energia nucleare di un muone relativistico di energia E_μ la espressione

$$(6) \quad \left(\frac{dE}{dx} \right)_n = A \left[\sum_1^4 \frac{\varepsilon^{2-i} \varepsilon'^i}{2^i} \left(\ln \varepsilon' - \frac{1}{i} \right) + \varepsilon^2 \left(\frac{7}{24} \ln \varepsilon - \frac{115}{288} \right) + \frac{B}{\varepsilon} + c \right] +$$

$$+ 10 A \left[\varepsilon \left(\frac{1}{2} \ln \varepsilon' - 1 \right) + \frac{\varepsilon'^2}{4\varepsilon} + \frac{\varepsilon'^3}{6\varepsilon^2} \left(\ln \varepsilon' - \frac{1}{3} \right) \right] \quad (\text{Mev gr}^{-1} \text{ cm}^2)$$

ove si è posto

$$\varepsilon = \frac{E_\mu}{\mu c^2} \quad ; \quad \varepsilon' = \frac{(E_\mu - 1,1 \cdot 10^3)}{\mu c^2}$$

e ove le costanti introdotte assumono i seguenti valori legati ai valori sperimentali (5):

$$A = 1,04 \cdot 10^{-5} \text{ MeV gr}^{-1} \text{ cm}^2 \quad ; \quad B = 0,164 \quad ; \quad C = 27,3.$$

L'espressione (6) è stata così calcolata con un elaboratore elettronico e si è ottenuta la curva (1) di fig. 2.

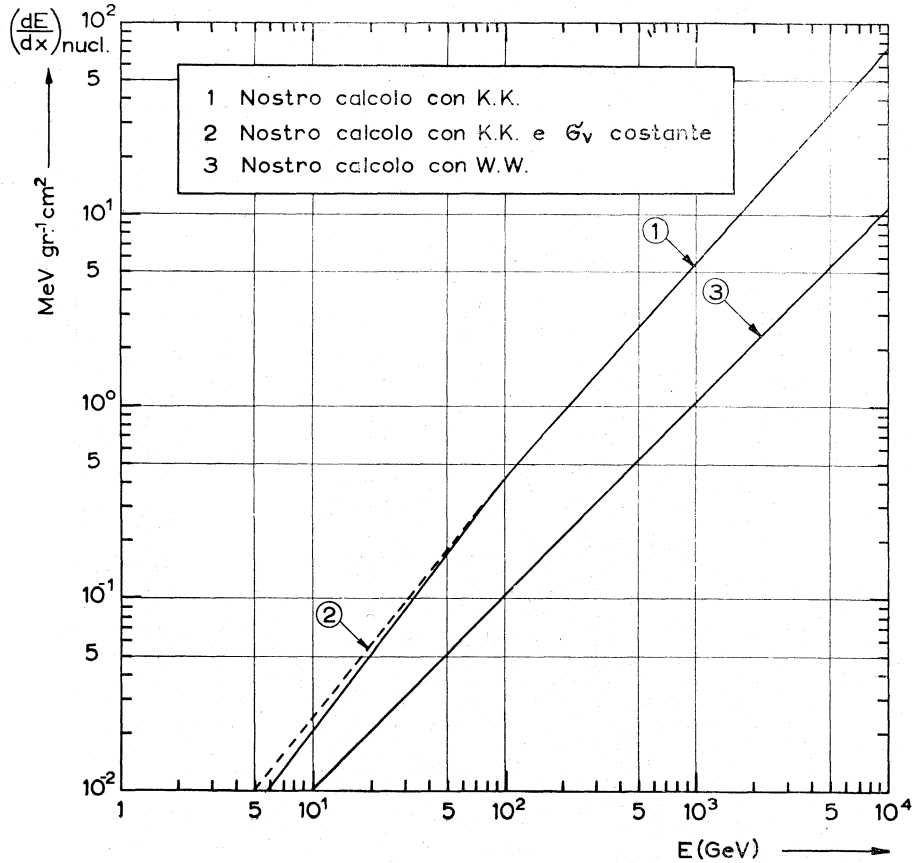


Fig. 2.

Nella stessa figura la curva (2) è ottenuta ponendo σ_γ costante su tutto l'intervallo di energia e la curva (3) è ottenuta utilizzando lo spettro foto-nico virtuale di Weizsäcker-Williams pure con σ_γ costante.

5. DISCUSSIONE DEI RISULTATI. - Nella fig. 3 sono mostrate, unitamente alla nostra curva anche le $(dE/dx)_n$ calcolate da precedenti Autori. Questi hanno sempre assunto una σ_γ costante rispetto all'energia e a seconda che si utilizzi la teoria di Weizsäcker-Williams o Kessler-Kessler si hanno espressioni del tipo

$$(7) \quad \left\{ \begin{array}{l} -\left(\frac{dE}{dx}\right)_n^{W.W.} = 2,8 \cdot 10^{-6} \beta E \quad (\text{Mev gr}^{-1} \text{ cm}^2) \\ -\left(\frac{dE}{dx}\right)_n^{K.K.} = 1,87 \cdot 10^{-6} \beta E \left[\ln \frac{E}{\mu c^2} - 1,21 \right] \quad (\text{Mev gr}^{-1} \text{ cm}^2) \end{array} \right.$$

ove β rappresenta il valore costante della sezione d'urto fotonucleare espressa in millibarn, cioè

$$\sigma_\gamma = \beta \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2/\text{nucleone}.$$

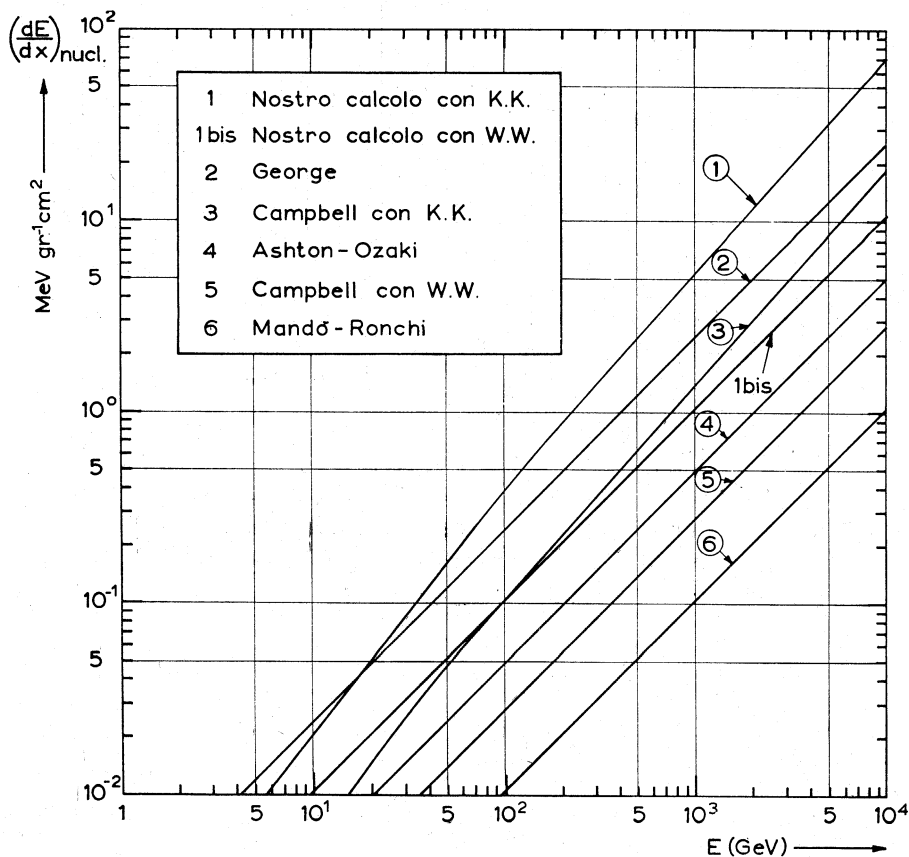


Fig. 3.

I valori di β assunti dai vari Autori sono dati in Tabella 1 ove è anche indicata quale delle due teorie W. W., o K. K. è stata utilizzata.

Nell'ultima colonna della tabella è indicato il valore di β da noi introdotto.

Nella Tabella I è da notare:

1° che i valori di George e Mandò sono ottenuti non solo col metodo di Weizsächer-Williams ma anche con una informazione sperimentale sulla σ_γ , che era a quei tempi necessariamente molto scarsa;

2° che il valore di Ashton è dedotto da quello di George, trascurando però il contributo della produzione di particelle penetranti;

3° che tutti questi Autori, utilizzano per la σ_γ , valori ottenuti per via indiretta.

TABELLA I.

Valori di β .

AUTORE	George	Barret	Mandò	Rozental	Astthon	Ozaki	Campbell	Hayman	Presente lavoro
(in mbarn)	0,9	0,25	0,035	0,10 0,50	0,18	0,20	0,10	0,26	0,375
Spettro	W	W	W	K	W	W	W	K	K, W
Bibliografia	[7]	[8]	[9]	[10]	[11]	[12]	[13]	[14]	

Alcuni Autori considerano che la teoria di Weizsäcker-Williams sia ancora da preferire in quanto i risultati di Dalitz e Yennie [15] e Higashi et al. [16] meglio si accordano con essa.

Ma tale indicazione richiedendo una contemporanea opzione sullo spettro e sul valore della σ_γ , non sembra dover essere determinante agli effetti della scelta, che meglio resta fissata dal perfezionamento in sede teorica che la teoria di Kessler-Kessler rappresenta.

BIBLIOGRAFIA.

- [1] C. CASTAGNOLI, A. DE MARCO, A. LONGHETTO, P. PENENGO (in stampa).
 [2] C. CASTAGNOLI, M. MUCHNIK, G. GHIGO, R. RINZIVILLO, «Nuovo Cimento», 16, 683 (1960).
 [3] P. KESSLER, D. KESSLER, «Nuovo Cimento», 4, 601 (1956); «C. R. Acad. Sci. Paris», 244.
 [4] D. KESSLER, R. MAZE, «Nuovo Cimento», 5, 1540 (1957).
 [5] S. HIGASHI et al., «J. Phys. Soc. Japan», 16, 372 (1961).
 [6] V. Z. PETERSON, C. E. ROOS, «Phys. Rev.», 124, 1920 (1961).
 [7] E. I. GEORGE, *Progr. Cosmic. Rays Phys - I* (Amsterdam-North) 1952.
 [8] P. BARRETT, L. BOLLINGER, G. COCCONI, Y. EISENBERG, K. GREISEN, «Rev. of Mod. Phys.», 24, 133 (1952).
 [9] M. MANDÒ, L. RONCHI, «Nuovo Cimento», 9, 105 (1952); *ibid.* 517.
 [10] I. L. ROZENTAL, V. N. STRELTSOV, «J.E.T.P.», 8, 1007 (1959).
 [11] F. ASHTON, «Proc. Phys. Soc. London», 77, 587 (1961).
 [12] S. OZAKI, «Proc. Kyoto Conference», III, 330 (1961).
 [13] N. J. CAMPBELL et al., «Nuovo Cimento», 24, 37 (1962); *Id.*, *ibid.*, 28 (1963).
 [14] P. J. HAYMANN, N. S. PALMER, A. W. WOLFENDALE, «Proc. Roy. Soc.», 275, 391 (1963).
 [15] R. H. DALITZ, D. R. YENNIE, «Phys. Rev.», 105, 1598 (1957).
 [16] S. HIGASHI et al., «J. Phys. Soc. Japan» (suppl. A III), 17, 362 (1961); Congress on Cosmic Rays, Jaipur 1963.