

35. L. MEZZETTI (*) e R. QUERZOLI. — Sugli sciami penetranti generati in piombo e carbonio.

Riassunto — Con un dispositivo di contatori di G. M. atto a rivelare sciami penetranti generati da particelle jonizzanti ed aventi penetrazione relativamente piccola, si studia la dipendenza della sezione d'urto di generazione dal numero atomico del materiale in cui gli sciami vengono generati e dal numero di particelle jonizzanti contenute nello sciame stesso.

Si discutono in dettaglio le possibili cause di errori sistematici che possono influire sui risultati di esperienze eseguite con contatori sulla generazione locale di sciami penetranti.

Tenuto conto delle correzioni, dal confronto delle frequenze totali degli sciami registrati si deduce per il rapporto dei cammini liberi modi di generazione il valore

$$\lambda_{\text{Pb}}/\lambda_c = 4.4 \pm 1.0$$

L'andamento delle frequenze registrate in funzione del numero dei contatori scaricati (molteplicità sperimentale) è grossolanamente in accordo con le distribuzioni calcolate da Heitler-Janossy.

Résumé. — Par un dispositif de compteurs de G.M. capable de révéler les essaims pénétrants, générés par des particules ionisantes ayant une force de pénétration relativement petite, les Auteurs étudient la dépendance de la section de choc de génération du numéro atomique du matériel dans lequel les essaims sont générés et du numéro de particules ionisantes contenues dans l'essaim.

On discute en détail les causes possibles d'erreurs systématiques pouvant influencer sur les résultats d'expériences, exécutées par des compteurs, sur la génération locale d'essaims pénétrants.

Tenant compte des corrections, d'après la comparaison des fréquences totales des essaims enregistrés, on déduit, pour le rapport de la marche libre des modes de génération, la valeur

$$\lambda_{\text{Pb}}/\lambda_c = 4.4 \pm 1.0.$$

La marche des fréquences enregistrées en fonction du numero des compteurs déchargés (multiplicité expérimentale) est à peu près d'accord avec les distributions calculées par Heitler-Janossy.

(*) Del Centro di Studio per la Fisica Nucleare del C.N.R.

Summary.— The dependence of the generation cross-section of penetrating showers produced by ionising agents upon the atomic number of the material crossed by the primaries has been studied by an arrangement of G. M. counters which was sensitive to showers of comparatively low penetrating power. The frequencies of penetrating showers generated in relatively small thicknesses of lead and Carbon have been compared and a value

$$\lambda_{\text{Pb}}/\lambda_{\text{C}} = 4.4 \pm 1.0$$

for the ratio of the collision mean free paths in lead and Carbon has been deduced.

The dependence of the observed production rate upon the total number of ionising particles in the shower has been also investigated, and the results have been compared with theoretical distributions as given by plural-production and multiple production theories; but the results obtained do not two allow to choose between the theories, as today formulated.

Zusammenfassung.— Mit einem G. M. Zählersystem, das durch ionisierende Teilchen hervorgerufene verhältnismässig wenig penetrierende Schwärme anzuzeigen vermag, wird die Abhängigkeit der Generationsaufschlagsebene von der Atomzahl des Materials in welchem die Schwärme hervorgerufen werden und von der Anzahl der ionisierenden Teilchen die im Schwärme selbst enthalten sind, geprüft.

Es werden alle möglichen systematischen Fehlerquellen genau besprochen die die Ergebnisse mit Zählern bei Versuchen von lokaler Erzeugung von penetrierenden Schwärmen beeinflussen können.

Wenn man die Korrekturen berücksichtigt, lässt sich aus der Gegenüberstellung der Gesamtfrequenzen der registrierten Schwärme für das Verhältnis freie Wege Generationsweisen der Wert

$$\lambda_{\text{Pb}}/\lambda_{\text{C}} = 4.4 \pm 1.0$$

Die registrierten Frequenzen als Funktion der Anzahl der entladenen Zähler (experimentelle Multiplizität) steht im grossen Ganzen mit der durch HeitlerJanossy berechneten Streuung im Einklang.

Lo studio sperimentale delle proprietà e delle modalità di generazione degli sciami penetranti (**) generati da protoni e neutroni di grande energia contenuti nella radiazione cosmica fornisce risultati che possono essere di guida nell'elaborazione delle teorie sulle interazioni delle particelle nucleari a grandi energie.

(**) Indicati nel seguito come s.p.

Fra le questioni tuttora insolute sono: 1) la dipendenza della sezione d'urto di generazione dal peso atomico del materiale attraversato dalla radiazione nucleonica; 2) la distribuzione degli s.p. in funzione del numero di particelle presenti nello sciame, nei diversi materiali (1).

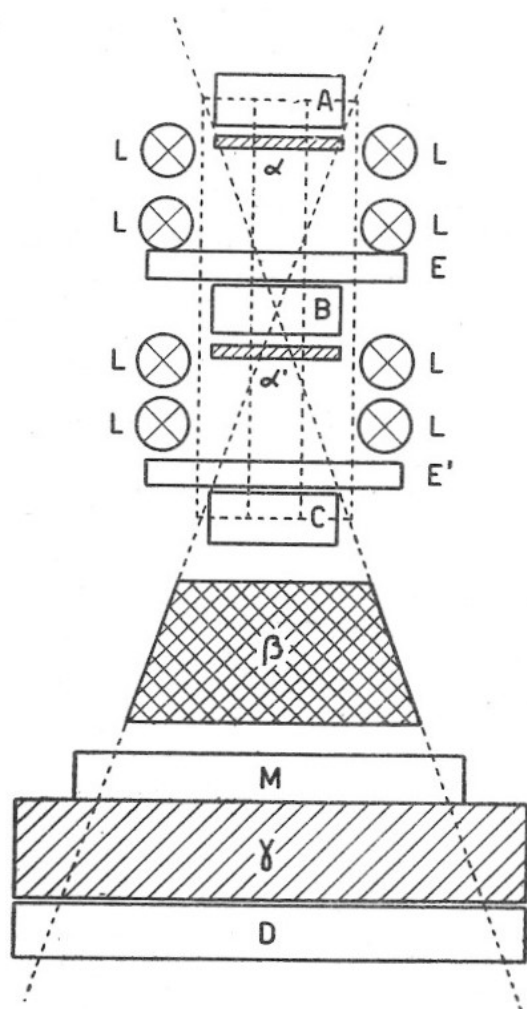


Fig. 1-a

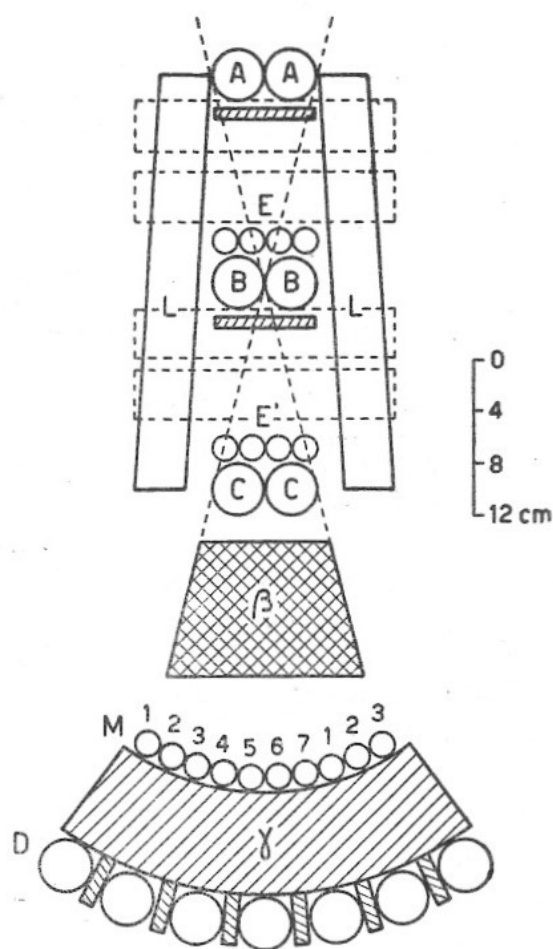


Fig. 1-b

Il presente lavoro riferisce sui risultati di una esperienza eseguita allo scopo di portare un contributo alla soluzione dei due problemi anzidetti.

Le misure sono state eseguite nel corso dell'estate e dell'autunno 1949 nel Laboratorio della Testa Grigia (Cervinia) all'altezza di 3500 m. sul livello del mare (pressione media 495 mm.Hg).

(1) Per la bibliografia vedi:

W. B. FRETTER - Phys. Rev. 462, 1947.

A. LOVATI, A. MURA, G. SALVINI, G. TAGLIAFERRI - N. C. 6, 207, 1949. Vedi inoltre:

H. A. MEYER, G. SCKWACHEIM, A. WATAGHIN, G. WATAGHIN - Phys. Rev. 75, 908, 1949; 76, 598, 1948.

W. B. FRETTER - Phys. Rev. 76, 511. 1949.

1. — DESCRIZIONE DEL DISPOSITIVO SPERIMENTALE.

Il dispositivo sperimentale impiegato è indicato schematicamente nelle figure 1 (disposizione dei contatori) e 2 (schema a blocchi del selettore elettronico). Tutti i contatori sono del tipo standard interamente metallico,

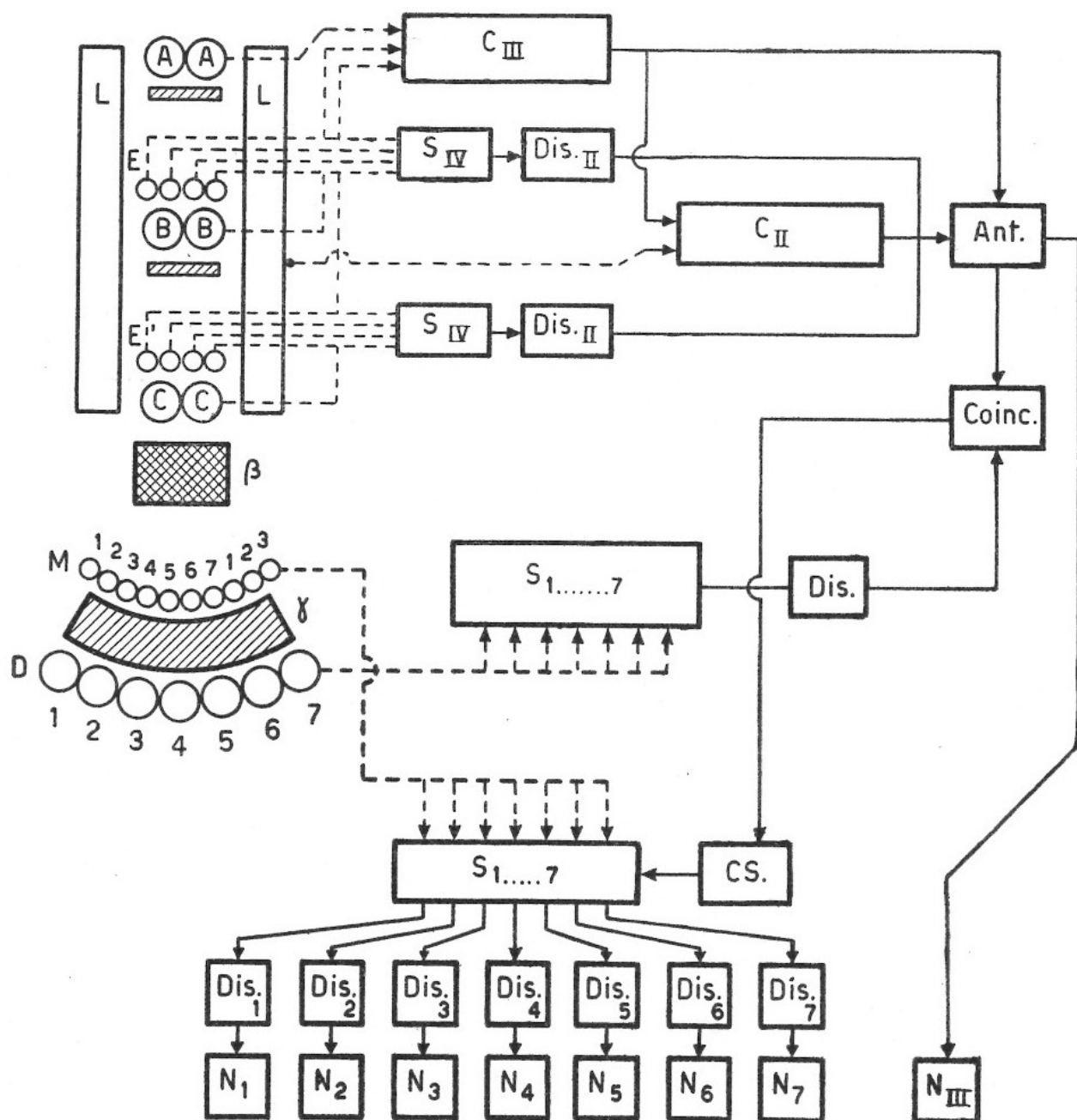


Fig. 2.

in uso presso il Centro di Fisica Nucleare di Roma, con diametro efficace di 40 o di 20 mm., e parete di 1 mm. di spessore.

Il telescopio ABC (dimensioni di ciascun contatore 4x10 cm² distanza fra gli assi dei contatori estremi A e C 32 cm.) definisce l'angolo solido della radiazione incidente. Le particelle degli sciami generati nel blocco di materiale β , che nel seguito chiameremo « generatore », incidono sui due gruppi di contatori M e (eventualmente) D, separati da uno spessore di 7,5 cm.

di piombo. I contatori dei quattro gruppi M. D. E. E', sono connessi ad altrettanti circuiti di addizione; nel gruppo M, i contatori contrassegnati con lo stesso numero sono in parallelo. I contatori del Gruppo D sono separati l'uno dall'altro da uno spessore di circa 1 cm. di Pb. I quattordici contatori L, che circondano da tutte le parti il telescopio ABC, sono tutti in parallelo.

Il selettore elettronico dà una coincidenza ogni volta che si verifica una coincidenza tripla ABC, che *non sia* accompagnata dalla simultanea scarica di alcuno dei contatori L, nè di due o più contatori in ciascuno dei due gruppi E, E', e *sia* accompagnata dalla scarica di almeno k dei contatori D (dove k può assumere i valori 1, 2, ... 7); mediante un discriminatore a 7 canali vengono inoltre registrate le frequenze degli eventi di questo tipo che sono accompagnati dalla scarica di almeno j contatori del gruppo M ($j = 1, 2, \dots 7$).

I contatori di anticoincidenza L sono disposti in modo che una particella ionizzante che attraversa i contatori C senza attraversare i contatori A e B (cioè non compresa entro l'angolo solido definito dal telescopio) ha una elevata probabilità di attraversare almeno uno dei contatori L. In questo modo il dispositivo risulta almeno parzialmente protetto dagli effetti degli sciami laterali e degli sciami atmosferici; uno sciame laterale capace di dare una coincidenza del tipo descritto, sarà infatti costituito, in generale, da un numero rilevante di particelle ionizzanti, nessuna delle quali deve attraversare i contatori di anticoincidenza.

La condizione che *in ciascuno* dei due gruppi E, E', sia scaricato *un solo* contatore garantisce inoltre, in modo praticamente completo: a) che l'evento registrato è dovuto all'incidenza di *una sola* particella ionizzante; b) che la particella incidente a cui è dovuto l'evento registrato non è un elettrone; infatti un elettrone può dar luogo ad una coincidenza solo se: 1) attraversa i due strati α ed α' di un cm. di piombo ciascuno, disposti sopra i due gruppi di contatori E, E' (ad una distanza da questi di circa 10 cm) senza generare secondari ionizzanti; 2) emerge dallo strato di piombo γ , avendo quindi attraversato complessivamente uno spessore di 9,5 cm di Pb.; la probabilità di un evento del genere è molto piccola, come vedremo nel paragrafo 3, e diventa ancora minore quando si prendono in considerazione gli eventi in cui più di uno dei contatori M o D sono simultaneamente scaricati.

Un evento del tipo descritto verrà indicato nel seguito con il simbolo $[(ABC) M_j D_2]$, dove $j, = 1, 2, \dots 7$.

Come generatore abbiamo usato alternativamente uno spessore di 17 gr/cm² di grafite e uno spessore di 46 gr/cm² di piombo. Il generatore di Pb era costituito da 10 lastre di 4.1 mm. di spessore ciascuna, opportunamente distanziate, in modo da realizzare una geometria confrontabile con

quella del generatore di grafite. Gli spessori sono stati scelti, compatibilmente con le condizioni geometriche, in modo che il loro rapporto fosse uguale al rapporto dei cammini liberi medi corrispondenti alle sezioni d'urto geometriche dei nuclei di C e di Pb, rapporto che è circa 2.6. Gli spessori usati sono inoltre in entrambi i casi abbastanza piccoli rispetto ai liberi cammini medi (pari a circa $1/4$ dei liberi cammini medi «geometrici»).

Si osservi che gli spessori scelti risultano, dato il maggior potere frenante del carbonio rispetto al Pb, quasi equivalenti per l'assorbimento di protoni e mesoni di energia non molto elevata.

2. — RISULTATI.

I risultati delle misure del tipo $[(ABC) M_j D_2]$ sono riportati nella tabella I. Nella seconda colonna è indicato il numero complessivo di ore di misura eseguite in ciascuna delle tre situazioni ($\beta = 0$, $\beta = 17 \text{ gr/cm}^2 \text{ C}$, $\beta = 46 \text{ gr/cm}^2 \text{ Pb}$) nelle colonne successive sono indicate le corrispondenti frequenze (riferite a 100 h), per i diversi valori di j , da 1 a 7; gli errori indicati sono gli scarti quadratici medi («standard deviations»).

TABELLA I

β	h	$j=1$	2	3	4	5	6	7
O	495.1	168 ± 6	21 ± 2	7.5 ± 1.2	3.4 ± 0.8	$1.2 \pm .5$	0.6 ± 0.3	0
17 gr/cm ² C	505.2	176 ± 6	49 ± 3	24.8 ± 2.3	12.9 ± 1.6	6.5 ± 1.3	2.0 ± 0.6	0
46 gr/cm ² Pb	470.1	164 ± 6	37 ± 3	20.4 ± 2.1	12.1 ± 1.6	7.5 ± 1.3	5.3 ± 1.1	1.9 ± 0.6

In prima approssimazione, cioè a meno delle eventuali correzioni, possiamo considerare come dovute ad esplosioni nucleari, generate da particelle ionizzanti incidenti entro l'angolo solido definito dal telescopio ABC nel blocco di materiale β , le differenze fra le frequenze misurate con e senza generatore, per $j \geq 2$: si tratta, se tale interpretazione è corretta, di sciami contenenti particelle capaci di azionare almeno due contatori D, cioè che hanno attraversato almeno 7.5 cm di Pb; nell'ipotesi che tali particelle siano mesoni, ciò corrisponde ad una energia totale minima, dissipata nel processo, dell'ordine di 1 Bev.

Le coincidenze del tipo $[(ABC) M_1 D_2]$ sono invece da attribuirsi essenzialmente a particelle penetranti singole (per la maggior parte mesoni) che attraversano tutto il dispositivo, scaricando un contatore in ciascuno dei due gruppi M e D e che nello spessore di piombo γ generano secondari capaci di azionare almeno un altro contatore D.

3. — CORREZIONI.

Per dimostrare la fondatezza dell'ipotesi fatta, e valutare contemporaneamente le eventuali correzioni, consideriamo gli altri effetti, diversi da quello in esame, che possono dar luogo ad una coincidenza del tipo descritto, che indicheremo per brevità con $(M_j D_2)$, con $j \geq 2$; essi devono evidentemente dar ragione, almeno approssimativamente, dell'«effetto di zero», cioè delle frequenze misurate in assenza di generatore. A prescindere da effetti di ordine superiore, che risultano senz'altro trascurabili, essi possono elencarsi come segue:

- a) coincidenze casuali;
- b) generazione di sciami elettromagnetici (incompleta eliminazione della componente elettronica);
- c) generazioni di esplosioni nucleari nell'assorbitore γ accompagnata da generazione di secondari per urto coulombiano (« knock-on ») in β o nel materiale sovrastante; « knock-on » doppi (in β o nel materiale sovrastante e in γ).
- d) esplosioni nucleari nell'assorbitore γ , contenenti una o più particelle ionizzanti proiettate all'indietro e capaci di scaricare i contatori M;
- e) generazione di s.p. nelle pareti dei contatori e nel materiale sovrastante il generatore β .
- f) sciami laterali ed atmosferici (incompleto rendimento delle anticoincidenze laterali).

A) Abbiamo valutato le coincidenze casuali nel modo consueto, tenendo conto di tutte le possibili combinazioni di coincidenze sistematiche e di « singole », misurate a parte. Tenendo conto dei poteri risolutivi dei diversi circuiti di coincidenza si può vedere che i contributi maggiori alle casuali sono dati dalle coincidenze sistematiche in cui è scaricato uno solo dei contatori M o D rispettivamente (coincidenze del tipo $[(ABC) M_1 D_2]$ o $[(ABC) M_j D_1]$ in coincidenza casuale con uno o più degli altri contatori dello stesso gruppo.

Il contributo delle coincidenze casuali alle frequenze misurate è comunque non superiore al 5% anche nel caso più sfavorevole (eventi del tipo $M_2 D_2$) e risulta indipendente dalla presenza del generatore β .

B) Una valutazione esatta del contributo alle frequenze $(M_j D_2)$ dovute ad un residuo della componente elettronica non è possibile per diverse ragioni, prima fra tutte la incertezza dei risultati delle diverse teorie delle cascate elettroniche, particolarmente nel caso in cui il materiale assorbente sia di elevato numero atomico. Si vede infatti facilmente che il rendimento del dispositivo di anticoincidenza da noi adoperato per l'eliminazione della componente elettronica dipende fortemente: 1) dalla forma della curva di

moltiplicazione e di assorbimento di uno sciame generato da un elettrone di energia data (ed in particolare dalla posizione del massimo); 2 dalla formula che si assume per rappresentare le fluttuazioni del numero effettivo di elettroni attorno al numero medio. Per queste ragioni ci siamo limitati a fare una stima, sicuramente per eccesso, del numero totale R degli eventi nei quali un elettrone incidente entro l'angolo solido definito dal telescopio genera uno sciame che emerge dall'assorbitore γ con almeno due elettroni capaci di scaricare due contatori del gruppo D senza che contemporaneamente siano scaricati due o più contatori in ciascuno dei due gruppi di anticoincidenza E, E' .

Indichiamo con $f(\epsilon)$ d ϵ lo spettro differenziale degli elettroni incidenti, con t lo spessore (in unità di radiazione) del materiale sovrastante ciascuno dei due gruppi E, E' , con t' lo spessore totale sovrastante i contatori D ; con $P(N, \theta, E)$ la probabilità che sotto uno spessore generico θ emergano in totale N elettroni (di energia superiore al taglio delle pareti dei contatori) per ogni elettrone di energia ϵ incidente al di sopra; con $p_n(N, \nu)$ la probabilità che N elettroni incidenti su un gruppo di n contatori diano luogo ad una coincidenza di ordine ν . Abbiamo posto

$$(1) \quad R \leq \int_0^{\infty} \left[1 - P(0, t', \epsilon) - P(1, t', \epsilon) \right] \cdot \left[1 - \sum_{\nu=2}^{\infty} P(N, t, \epsilon) p_{\nu}(N, 2) \right]^2 f(\epsilon) d\epsilon$$

Come spettro differenziale abbiamo assunto $f(\epsilon) = k\gamma/(\epsilon + \epsilon_0)\gamma + 1$ ponendovi $\gamma = 1.5$ e scegliendo il valore di ϵ_0 in modo da ottenere accordo con i valori sperimentali dello spettro integrale ottenuti da GREISEN (2). Per le probabilità $P(N, \theta, \epsilon)$ abbiamo posto (3)

$$P(N, \theta, \epsilon) = W(\theta, \epsilon) P_{\text{sec}}(N-1, \theta, \epsilon) + [1 - W(\theta, \epsilon)] P_{\text{sec}}(N, \theta, \epsilon)$$

dove $W(\theta, \epsilon)$ rappresenta la probabilità di emergenza, sotto lo strato θ , dell'elettrone primario di energia ϵ , mentre (2)

$$P_{\text{sec}}(N, \theta, \epsilon) = \frac{1}{\bar{N}_s} \left(1 - \frac{1}{\bar{N}_s} \right)^N$$

rappresenta la probabilità che sotto lo spessore θ emergano N elettroni secondari, essendo $\bar{N}_s = \bar{N}_s(\theta, \epsilon)$ il numero medio, quale si deduce dalla teoria delle cascate. Per la funzione $\bar{N}_s(\theta, \epsilon)$ abbiamo adoperato i dati più

(2) K. GREISEN - Phys. Rev. 63, 323, 1943 - In realtà lo spettro da noi adottato rappresenta correttamente la componente elettronica a l. d. m., mentre alla quota di 3500 m. s. m. lo spettro è percentualmente più ricco di elettroni di bassa energia. Ma si può mostrare che l'errore che così si commette porta a sopravvalutare l'entità del residuo R .

(3) Cfr. N. ARLEY - The theory of Stochastic Processes, pag. 160 - Copenhagen 1943.

recenti di BHABHA e CHAKRABARTY (4), che ci sembrano i più attendibili, calcolando, per ciascuno dei valori di θ e di ϵ che ci interessavano, il numero medio di elettroni secondari di energia superiore a metà dell'energia critica (nel Pb) che corrisponde all'incirca al taglio delle pareti dei contatori. La funzione $W(\theta, \epsilon)$ è ben nota, ed è stata tabulata per es. da ARLEY (5).

La distribuzione del numero di elettroni secondari effettivamente emergenti intorno al numero medio è in realtà probabilmente intermedia fra una distribuzione del tipo (2) o la distribuzione di Poisson. L'adozione della formula di distribuzione (2) porta anche essa a sopravvalutare il residuo R .

Infine, le probabilità $p_4(N, 2)$ sono state calcolate da noi, nell'ipotesi che ciascuno degli N elettroni emergenti da α (o da α') abbia a priori una probabilità costante $\bar{p}=0.15$ di scaricare ciascuno dei quattro contatori del gruppo E (o rispettivamente E'), mentre sono state assunte 1 (commettendo ovviamente un grosso errore per eccesso) la probabilità che due o più elettroni emergenti dallo spessore γ diano luogo ad una coincidenza doppia fra i contatori D . Un altro notevole errore nello stesso senso deriva dal fatto di avere assunto come indipendenti o corrispondenti al medesimo numero medio la $P(N)$ relative ai due strati α ed α' .

Con le approssimazioni descritte, e ponendo $t=2$, $t'=18$ il calcolo numerico della formula (1) dà come risultato in assenza dell'assorbitore β , cioè nel caso più sfavorevole:

$$R \leq 0,7 \cdot 10^{-2} \text{ h}^{-1}$$

pari a circa il 3% delle coincidenze $(M_2 D_2)$, misurate con $\beta = 0$. Date le approssimazioni fatte possiamo perciò considerare il contributo della componente elettronica come assolutamente trascurabile.

C) Per valutare il contributo dovuto ad eventi «doppi» come quelli descritti in c) abbiamo, come di consueto, misurato le frequenze degli eventi del tipo $(M_j D_1)$ (con $j=2, 3, \dots$) e calcolato le percentuali $\frac{(M_j D_1)}{(M_1 D_1)}$ ed $(M_1 D_2)/(M_1 D_1)$ rispetto alla frequenza $(M_1 D_1)$ che rappresenta evidentemente l'intensità della componente «dura» che attraversa il dispositivo sperimentale. Le frequenze ottenute sono in accordo, tenendo conto della diversa geometria, con quelle misurate da altri autori (6). Le percentuali di eventi doppi si ottengono come prodotto delle due percentuali.

(4) H. J. BHABHA and S. K. CHAKRABARTY - Phys. Rev. 74, 1352, 1948.

(5) N. ARLEY - Proc. Roy. Soc. 168, 519, 1938.

(6) W. W. BROWN, A.S. Mc KAY and E. D. PALMATIER - Phys. Rev. 76, 506, 1949.
P. BASSI e A. LORIA - N. C. 6, 559, 1949.

D) Una frazione delle coincidenze ($M_j D_2$) può essere dovuta ad eventi del tipo d). Dalle osservazioni in camera di Wilson di Fretter (7) risulta però che negli s.p. generati in Pb il numero di particelle ionizzanti capaci di attraversare 1.25 cm. di Pb e proiettate sotto un angolo $\geq 90^\circ$ rispetto alla direzione di incidenza del primario è circa il 2% del numero totale di particelle penetranti. Un risultato analogo si può desumere, per le « tracce sottili » delle stelle nelle emulsioni fotografiche, dalle statistiche di Brown et al (8). Appare perciò ragionevole assumere che l'entità di questo effetto sia trascurabile, e si può comunque affermare che il suo contributo all'effetto di zero non viene sensibilmente alterato dall'interposizione del generatore di Piombo o di Carbonio, il cui spessore corrisponde ad una piccola frazione del cammino libero medio di assorbimento della componente nucleonica.

Per le stesse ragioni noi pensiamo che le nostre statistiche non possano essere sensibilmente alterate dalla presenza, nelle esplosioni nucleari generate in β , di particelle ionizzanti proiettate all'indietro e capaci di scaricare i contatori di anticoincidenza.

E) Un contributo alle frequenze ($M_j D_2$) può provenire da s.p. generati nel materiale sovrastante i contatori M. Quasi tutti gli s.p. generati al di sopra del gruppo di contatori E' vengono eliminati dal conteggio per effetto dei due sistemi di anticoincidenza. Vengono invece registrati gli s.p. generati nelle pareti dei contatori E' e C e nel sostegno del generatore β (1 cm. di legno). Si può valutare agevolmente questo contributo, che giustifica approssimativamente il 15% dell'effetto di zero. La presenza del generatore può certamente diminuire l'entità di questo fondo; ma ciò avviene sensibilmente in ugual misura col Piombo e col Carbonio, data l'equivalenza dei due spessori agli effetti dell'assorbimento di protoni e mesoni.

F) Gli effetti precedentemente discussi non sono sufficienti a giustificare completamente l'effetto di zero. Il residuo deve essere attribuito agli sciami laterali, per la non completa protezione delle anticoincidenze. Questa supposizione è convalidata dal risultato di misure ausiliarie, nelle quali sono state registrate le frequenze (riferite a 100h) degli eventi del tipo $[(ABC) M_j D_2]$ in coincidenza anzichè in anticoincidenza, con i contatori laterali (Tab. II).

(7) W. B. FRETTER - Phys. Rev. 76, 511, 1949.

(8) R. H. BROWN, V. CAMERINI, P. H. FOWLER, H. HEITLER, D. T. KING, C. F. POWELL - Phil. Mag. 40, 862, 1949.

TABELLA II

β	j=1	2	3	4	5	6
O	132 $\pm$ 15	99 $\pm$ 12	81 $\pm$ 11	61 $\pm$ 10	33 $\pm$ 7	16 $\pm$ 5
17 gr/cm ² C	95 $\pm$ 11	75 $\pm$ 10	51 $\pm$ 8	36 $\pm$ 7	24 $\pm$ 6	11 $\pm$ 4
46 gr/cm ² Pb	89 $\pm$ 10	64 $\pm$ 9	46 $\pm$ 8	24 $\pm$ 5	19 $\pm$ 5	10 $\pm$ 4

E' praticamente impossibile valutare l'efficienza della protezione laterale, e quindi l'entità del contributo di questi eventi al fondo delle varie misure. Ma per il confronto che a noi interessa ciò che importa è la dipendenza di questo fondo dalla presenza e dalla natura del generatore β . Assumendo, come ci pare ragionevole, che la parte del fondo dovuta agli sciami laterali presenti la stessa dipendenza dal generatore come le frequenze della tabella II, si può concludere che il contributo degli sciami laterali al fondo nelle misure con generatore è certamente minore dell'effetto di zero misurato e precisamente minore col piombo che con la grafite; ma la differenza fra piombo e grafite non eccede gli errori statistici delle misure.

TABELLA III.

Misure [(ABC) M_j D₂] corrette degli effetti a), b), c), e).

β	j=2	3	4	5	6	7
O	11 $\pm$ 2	5.5 $\pm$ 1.2	2.5 $\pm$ 0.8	1.0 $\pm$ 0.5	0.5 $\pm$ 0.3	0
17 gr/cm ² C	37 $\pm$ 3	22.3 $\pm$ 2.3	11.4 $\pm$ 1.6	6.2 $\pm$ 1.3	1.9 $\pm$ 0.6	0
46 gr/cm ² Pb	26 $\pm$ 3	17.8 $\pm$ 1.2	10.9 $\pm$ 1.6	7.2 $\pm$ 1.3	5.2 $\pm$ 1.1	1.9 $\pm$ 0.6

In tabella III diamo le frequenze [(ABC) M_j D₂] corrette degli effetti a), b), c), e), secondo le nostre valutazioni. Gli effetti d), f) portano nelle diverse misure, dei contributi che non possono essere valutati. Dalla discussione fatta risulta però che il fondo dovuto agli effetti d), f) nelle misure con generatore non può certamente essere maggiore dell'effetto di zero residuo; esso è probabilmente minore nelle misure col Pb che in quelle col C, ma la differenza non eccede la metà dell'effetto di Zero residuo. In assenza di un criterio più sicuro, preferiamo considerare come dovute a sciami penetranti generati in β le frequenze che si ottengono sottraendo dalle frequenze corrette della tab. III relative al Pb e al C le fre-

quenze corrette relative all'effetto di zero. Un diverso criterio non porterebbe differenze sostanziali nel risultato, almeno ai fini del confronto che ci interessa; il criterio scelto equivale probabilmente a sottovalutare in mi-

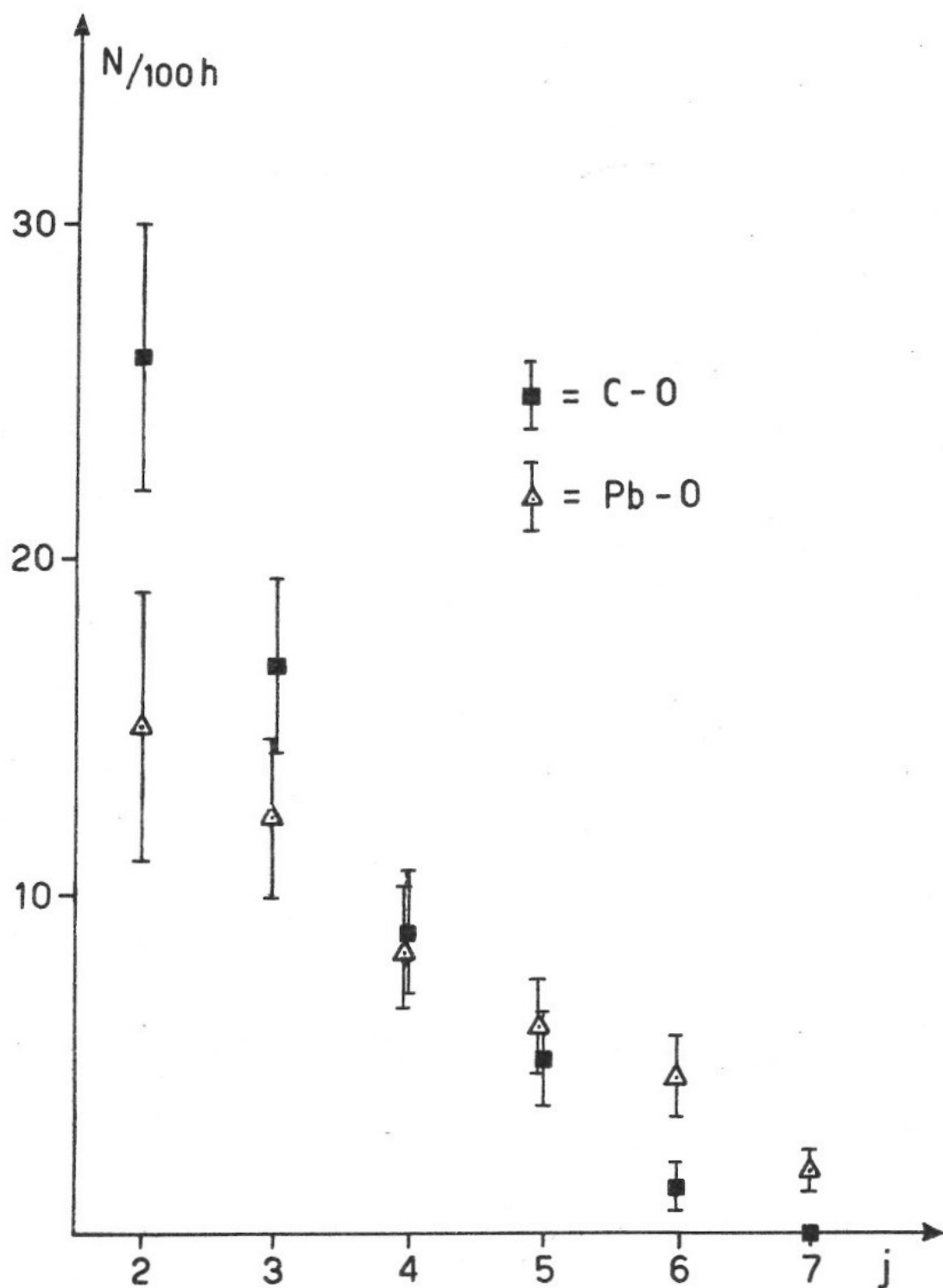


Fig. 3.

sura praticamente eguale (e pari a circa il 20% in entrambi i casi) il numero di sciami generati nei due spessori di Pb e C.

Le differenze corrette sono riprodotte, in funzione della molteplicità sperimentale j , in fig. 3. Gli errori indicati sono solamente gli errori statistici.

4. — DISCUSSIONE DEI RISULTATI.

Dalla fig. 3 risulta che il rapporto fra le frequenze totali degli s.p. generati in 17 gr/cm² di C e di quelli generati in 46 gr/cm² di Pb è 1.70 ± 0.41 . Ricordiamo che gli spessori dei due generatori stanno fra di loro nel rapporto $X_{Pb}/X_C = (A_{Pb}/A_C)^{1/3}$ (A = peso atomico) e sono approssimativamente equivalenti agli effetti dell'assorbimento di mesoni e protoni di energie non molto elevate. Se si ammette che gli spettri e le distribuzioni angolari delle particelle emesse nelle esplosioni generate nel Pb e nel C non siano molto diversi, talchè non sia sensibilmente diversa, nei due casi, la selezione strumentale, dal precedente risultato si può dedurre per il rapporto fra i cammini liberi e medi di generazione il valore.

$$(3) \quad \frac{\gamma_{Pb}}{\gamma_c} = 4.4 \pm 1.0$$

L'eventuale presenza di una componente elettromagnetica associata alla generazione di s.p., può certamente inficiare la precedente interpretazione; si può tuttavia osservare: 1) che una frazione notevole di s.p. (circa il 50%) ⁽⁹⁾ non è accompagnata da processi elettromagnetici; 2) che la selezione più rigida imposta dal nostro dispositivo è quella che richiede la presenza di almeno 2 particelle capaci di penetrare 7.5 cm. di Pb; la presenza di una componente elettromagnetica può quindi alterare le frequenze relative alle molteplicità più elevate ($j \geq 3$) ma non può sensibilmente influire sul numero totale di s.p. registrati ($j=2$).

Il risultato (3) è compatibile con l'ipotesi che il rapporto delle sezioni d'urto di generazione sia uguale al rapporto delle sezioni d'urto geometriche, in accordo con quanto trovato da GREGORY e TINLOT ⁽¹⁰⁾. Esso sembra invece in contrasto con i risultati di COCCONI ⁽¹¹⁾, che trova per il rapporto (1) il valore 1.60 ± 0.17 , e con i più recenti risultati di LOVATI et al. ⁽⁹⁾, che trovano $\gamma_{Pb}/\gamma_c = 0.30 \pm 0.14$. Il contrasto fra quest'ultimo risultato ed il nostro è forse dovuto almeno in parte, al diverso criterio di selezione degli s.p. computati nelle loro e nelle nostre statistiche; si può inoltre osservare che gli eventi studiati da Lovati e coll. e quelli studiati da noi sono prodotti, almeno in parte, da particelle diverse. Le esplosioni nucleari usate da Lovati e coll. per la valutazione del rapporto anzidetto possono infatti essere dovute anche a particelle secondarie di esplosioni nucleari avvenute nel materiale sovrastante (in totale ~ 146 gr/cm² di Pb).

(9) W. B. FRETTEE - Phys. Rev. 76, 511, 1949. - A. LOVATI A. MURA, G. SALVINI G, TAGLIAFERRI - N. C. 7, 36, 1950.

(10) B. GREGORY e I. TINLOT - Phys. Rev. 75, 516, 1949.

(11) COCCONI - Phys. Rev. 75, 1074, 1949.

Per quel che riguarda la distribuzione delle coincidenze osservate in funzione del numero dei contatori M scaricati (molteplicità sperimentale) è da osservare anzitutto che tale molteplicità è certamente diversa, e presumibilmente assai minore, del numero effettivo di particelle emesse; in secondo luogo, che essa si riferisce a tutte le particelle cariche (protoni, mesoni, elettroni) eventualmente presenti nello s. p. Nella misura in cui questo confronto è possibile l'andamento delle due distribuzioni in Pb e C non è in contrasto con quello calcolabile secondo HEITLER e JANOSSY (12).

Non è possibile un confronto analogo con la teoria di HEISENBERG e con quella di WATAGHIN (13) i cui risultati relativi al numero di mesoni emessi nell'urto nucleone-nucleone, non sono certamente applicabili ad un nucleo complesso come quello del Pb. La distribuzione relativa al Carbonio non è tuttavia in contrasto nemmeno con una distribuzione alla Heisenberg - Wataghin.

E' nostro gradito dovere ringraziare il Prof. G. Bernardini e il Prof. B. Ferretti per il costante interessamento e le utili discussioni sull'argomento.

Ringraziamo la Soc. An. Cervino, nella persona dell'Ing. L. Lora Totino, e il personale delle Funivie del Cervino per le facilitazioni accordateci.

Roma - Istituto Superiore di Sanità - Laboratorio di Fisica.

(12) W. HEITLER e L. JANOSSY - Proc. Phys. Soc. A62, 669, 1949.

(13) W. HEISENBERG - Zeitschr. Phys, 1926, 569, 1949, G. WATAGHIN - Phys. Rev. 74, 975, 1948.
