

Pubblicazioni
dell'Istituto Nazionale di Geofisica del Consiglio Nazionale delle Ricerche
diretto dal prof. Antonino Lo Surdo

N. 50

GILBERTO BERNARDINI - MARCELLO CONVERSI

**Sulla deflessione dei corpuscoli cosmici
in un nucleo di ferro magnetizzato**

ROMA
ANNO MCMXL-XIX

ESTRATTO DA "LA RICERCA SCIENTIFICA"
ANNO XI ' N. 11 (NOVEMBRE 1940-XIX)

Riassunto: Si misura, al livello del mare, l'effetto prodotto, sulla componente mesotronica della radiazione cosmica, dal campo magnetico di due nuclei di ferro magnetizzato, capaci di convergere i corpuscoli di un segno e di spazzare via quelli di segno opposto. Si fa un calcolo orientativo per la valutazione teorica di questo effetto e si trova un risultato in accordo, come ordine di grandezza, con quello sperimentale, supponendo che su i mesotroni agisca il vettore induzione. Si accenna infine alla possibilità di investigare sull'origine della componente dura e di determinare talune grandezze che intervengono nel calcolo, come, per es., la vita media del mesotrone.

1) Alcuni anni fa la deflessione dei corpuscoli cosmici a mezzo di un nucleo di ferro magnetizzato fu tentata da B. Rossi ⁽¹⁾ e da L. M. Moth-Smith ⁽²⁾.

I risultati di queste ricerche furono incerti e le ricerche stesse furono abbandonate in ragione delle difficoltà incontrate. L'origine di queste difficoltà è in primo luogo da ricercarsi nella simmetria da cui è affetto lo spettro dei corpuscoli cosmici, osservabili al livello del mare, rispetto al segno delle cariche, simmetria messa chiaramente in evidenza dalle ricerche di Blackett ⁽³⁾; in secondo luogo nell'incertezza che si ha relativamente al campo effettivamente agente su questi corpuscoli quando attraversano un nucleo di ferro magnetizzato.

Quest'ultima è stata superata in seguito al lavoro teorico di C. F. v. Weizsäcker ⁽⁴⁾ che ha mostrato come il campo agente nell'interno del ferro magnetizzato debba considerarsi uguale o quasi al vettore induzione magnetica. Una certa evidenza sperimentale della esattezza della teoria di Weizsäcker è data dalle ricerche di E. M. Pugh sull'effetto Hall. In base ai risultati di E. M. Pugh e di Weizsäcker, A. Carrelli ⁽⁵⁾ ha infine dimostrato che il campo magnetico agente nell'interno del ferro deve essere compreso fra B e $B - H$, dove B è il vettore induzione ed H il campo magnetizzante. Essendo stata così eliminata una delle difficoltà di cui sopra, abbiamo creduto opportuno riprendere le ricerche sulla deflessione dei corpuscoli cosmici cercando di eliminare anche l'altra. Questa, derivante dalla simmetria dello spettro delle particelle rispetto al segno delle loro cariche, è stata superata utilizzando prima un nucleo di ferro magnetizzato come selettore per i corpuscoli di un dato segno, poi un secondo nucleo di ferro come analizzatore.

A parte questo, il metodo è analogo a quello che fu già suggerito dal prof. L. Puccianti al prof. B. Rossi ⁽¹⁾.

2) La disposizione sperimentale è schematicamente rappresentata nella fig. 1: AA' e BB' sono quattro blocchi di ferro le cui dimensioni sono $56 \times 20 \times 2,5$ cm³. I due blocchi A e A' costituiscono un circuito magnetico chiuso e altrettanto dicasi per quelli B e B' . La magnetizzazione (longitudinale per ogni blocco) è ottenuta a mezzo di un avvolgimento disposto

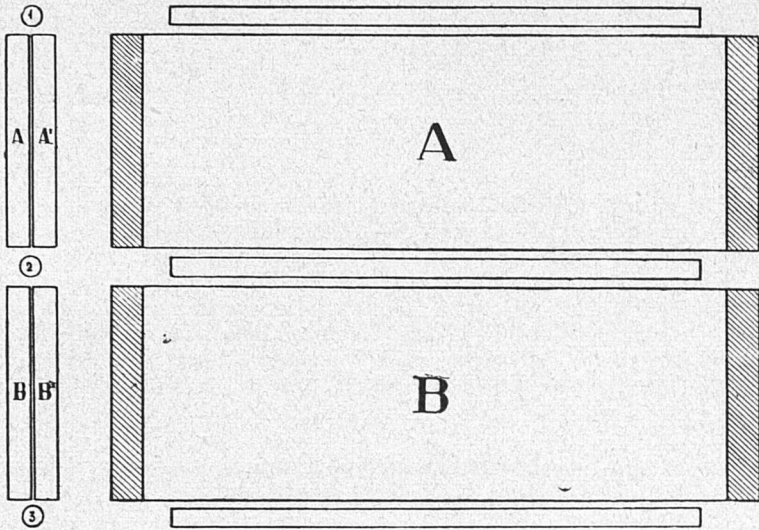


Fig. 1

nel modo indicato dalla figura 2 che mostra una coppia di blocchi vista dall'alto. Inoltre (come risulta dalla figura 1) tre contacorpuscoli di Geiger sono situati rispettivamente sopra; in mezzo e sotto alle coppie AA' e BB' di blocchi di ferro.

I contatori, saldati in vetro e riempiti con miscela argon-alcool, hanno una lunghezza efficace di 50 cm ed un diametro di 2. Essi sono collegati ad una registrazione a valvole che ne registra le coincidenze triple; il potere riso-



Fig. 2

lutivo di questa è circa 7×10^5 sec.; il sistema di interruzione dei thyatron in essa applicato è quello suggerito da O. Piccioni (⁷).

L'esperienza venne effettuata procedendo come segue: per un certo intervallo di tempo si registrava il numero delle coincidenze triple che si avevano fra i tre contatori quando il senso di circolazione del campo magnetico nel circuito superiore (costituito dai due blocchi AA') era concorde con

quello del circuito inferiore (costituito dai blocchi $B B'$). In queste condizioni i mesotroni di un dato segno, per es. positivi, venivano deflessi nel modo schematicamente indicato nella fig. 3). Successivamente in un intervallo di tempo uguale al precedente, il senso di circolazione del circuito magnetico inferiore era opposto a quello del magnete costituito dai due blocchi superiori. In queste condizioni le traiettorie dei mesotroni erano come quelle indicate schematicamente nella fig. 4). In altre parole, come già abbiamo accennato, i blocchi A e A' servivano in un certo senso a concentrare i mesotroni di un dato segno escludendo invece una parte di quelli che avevano segno contrario; i blocchi B e B' invece servivano a controllare, mediante l'inversione del campo, se il magnete $A A'$ aveva effettivamente realizzato questa selezione.

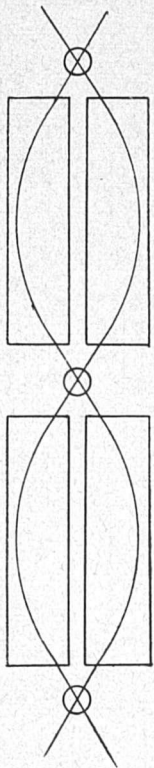


Fig. 3

Durante l'esperienza la magnetizzazione dei due blocchi di ferro fu mantenuta, a parte il verso, costante. A mezzo di un flussometro si è potuto stabilire che l'induzione magnetica era in entrambi i blocchi di circa 17.000 gauss.

Le misure effettuate con campi concordi venivano alternate di ora in ora con quelle effettuate con campi diretti in sensi opposti. Il funzionamento della registrazione come quello dei contatori veniva poi controllato per quanto riguarda le tensioni, il numero di impulsi singoli, la forma e l'ampiezza degli impulsi, ecc. Inoltre durante una serie di misure la registrazione consentiva il conteggio simultaneo delle coincidenze triple e delle doppie fra i contatori estremi; in un'altra serie il conteggio simultaneo delle triple e delle doppie fra i contatori 1 e 2. La costanza del rapporto fra doppie e triple nei due casi ha fornito un'indicazione ulteriore della regolarità di funzionamento del dispositivo.

Infine l'esperienza venne effettuata in una stanza dell'Istituto fisico di Roma, stanza sovrastata da tre solette di cemento aventi uno spessore globale di circa 70 gr/cm².

I risultati delle misure sono raccolti riassuntivamente nella seguente tabella:

Campi	Coinc. Triple	Ore	Triple per ora
Concordi . . .	2241	23	97,4 ± 2
Opposti . . .	1816	28	64,8 ± 1,5

Come si vede il numero delle coincidenze triple per ora, ottenuto con campi paralleli, è nettamente superiore a quello delle coincidenze triple ottenuto con campi discordi. Precisamente la differenza fra i due è di circa il 35 % delle coincidenze registrate quando i campi sono concordi.

3) Per controllo è stato eseguito un calcolo orientativo supponendo che sui mesotroni che attraversano il nucleo magnetizzato agisca il vettore induzione. Si è pervenuti così ad un risultato il cui ordine di grandezza è in

accordo con l'esperienza. Un risultato più soddisfacente non era per altro da attendersi perchè il calcolo è stato condotto in modo assai grossolano. Il prof. G. C. Wick sta effettuando attualmente dei calcoli più rigorosi e più completi che saranno pubblicati in una nota successiva.

Ammettiamo che il numero dn di mesotroni di energia compresa tra E ed $E + dE$ che in assenza di campo vengono registrati come coincidenze triple dai contatori 1, 2, 3 (fig. 1), sia dato da:

$$dn = f(E) dE \quad [1]$$

Sia dn^+ il numero delle particelle positive contenute in dn ; dn^- il numero di quelle negative ($dn^+ + dn^- = dn$).

In virtù della simmetria dello spettro noi supporremo che sia sensibilmente

$$dn^+ = \frac{1}{2} dn \quad ; \quad dn^- = \frac{1}{2} dn \quad [2]$$

Il calcolo è stato svolto per una sezione verticale del dispositivo. Ciò comporta naturalmente una prima grossolana approssimazione perchè equivale ad ammettere che le particelle che producono coincidenze triple provengano tutte secondo la direzione verticale. Una seconda approssimazione consiste nell'aver trascurato le modificazioni che subiscono le traiettorie in ragione delle perdite di energia nel ferro.

Chiamiamo α l'angolo sotto cui (in una sezione verticale) da un punto del contatore 1 si vede il contatore 3; si può pensare che α non dipenda dalla scelta di questo punto dato che il diametro dei contatori è molto piccolo rispetto alla loro distanza. Per fissare le idee supponiamo che il campo B della coppia AA' (il cui senso resta lo stesso durante l'esperienza) converga le particelle positive. Esso produrrà una modificazione nello spettro delle energie delle particelle, modificazione che vogliamo determinare immaginando che nella coppia BB' non agisca il campo. Per le particelle positive di determinata energia E , l'angolo α per effetto del campo si incrementa della quantità:

$$\Delta \alpha = \frac{l}{\varrho} \quad [3]$$

dove l è sensibilmente uguale ai $\frac{3}{2}$ della altezza

dei blocchi di ferro e ϱ è il raggio di curvatura della traiettoria. Esprimendo ϱ in funzione di E e di B si ottiene, in approssimazione relativistica:

$$\Delta \alpha = l e B \cdot E^{-1} \quad [4]$$

in cui e è la carica della particella.

Per le particelle negative della stessa energia E l'angolo α diminuisce

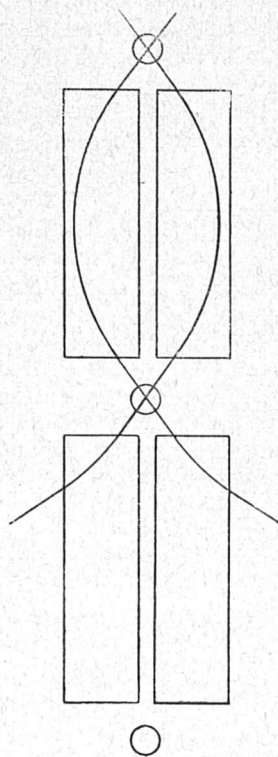


Fig. 4

della medesima quantità $\Delta \alpha$, purchè sia naturalmente $|\Delta \alpha| < \alpha$, ossia, tenuto conto dei valori numerici di l, e, B ,

$$E > E_1 \approx 3 \cdot 10^9 \text{ eV}$$

Agli incrementi (+ e -) di α corrispondono gli incrementi $\Delta (dn^+)$, $\Delta (dn^-)$ dei numeri dn^+ , dn^- . Si ha, ricordando le [1], [2]:

$$\Delta (dn^+) = \frac{1}{2} \frac{\Delta \alpha}{\alpha} f(E) dE \quad \text{per } E_0 \leq E < \infty$$

$$\Delta (dn^-) = -\frac{1}{2} f(E) dE \quad \text{» } E_0 \leq E < E_1$$

$$\Delta (dn^-) = -\frac{1}{2} \frac{\Delta \alpha}{\alpha} f(E) dE \quad \text{» } E_1 \leq E < \infty$$

dove E_0 è la minima energia delle particelle capaci di dare una coincidenza tripla. I numeri dN^+ , dN^- delle particelle dei due segni e di energia compresa tra E ed $E + dE$, che hanno attraversato i tre contatori subendo l'azione del campo della coppia AA' , sono quindi dati dalle espressioni:

$$[5] \left\{ \begin{array}{ll} dN^+ = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \right) f(E) dE & \text{per: } E_0 \leq E < \infty \\ dN^- = 0 & \text{» } E_0 \leq E < E_1 \\ dN^- = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \right) f(E) dE & \text{» } E_1 \leq E < \infty \end{array} \right.$$

e risulta:

$$[6] \left\{ \begin{array}{ll} dN^+ + dN^- = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \right) f(E) dE & \text{» } E_0 \leq E < E_1 \\ dN^+ + dN^- = f(E) dE & \text{» } E_1 \leq E < \infty \end{array} \right.$$

Ciò vuol dire che il campo della coppia AA' non solo altera la supposta simmetria dello spettro, ma altresì il numero delle coincidenze triple rispetto a quello che si ottiene in assenza di campo.

A questo punto si può pensare di ricondurre il calcolo dell'effetto ε prevedibile come risultato della nostra esperienza, al problema seguente: una

radiazione il cui spettro è definitivo dalle equazioni [5], [6], investe una terna di contatori come quella da noi considerata; determinare l'effetto ε che si ottiene introducendo tra i contatori 2, 3, a mezzo della coppia BB' , un campo magnetico B , quando si conti il numero delle coincidenze triple, una volta col campo agente in un senso, un'altra col campo agente nel senso opposto.

Si vede facilmente che nella stessa approssimazione in cui vale la [3], il valore assoluto della quantità $\delta \alpha$ di cui si incrementa α ad opera del campo agente nella coppia BB' è dato da $\frac{1}{3} \Delta \alpha$, talchè risulta:

$$\frac{\delta \alpha}{\alpha} = \frac{1}{3} \frac{\Delta \alpha}{\alpha}$$

Ne segue che quando B agisce in BB' in modo da convergere le particelle positive, il numero di queste che producono coincidenze triple si incrementa della quantità:

$$\Delta (dN^+) = \frac{1}{6} \left[1 + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \right] \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \cdot f(E) dE$$

Per le negative gli incrementi sono invece:

$$\Delta (dN^-) = 0 \quad \text{per } E_0 \leq E < E_1$$

$$\Delta (dN^-) = -\frac{1}{6} \left[1 - \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \right] \frac{\Delta \alpha}{\alpha} f(E) dE \quad \text{» } E_1 \leq E < \infty$$

L'incremento globale Δ del numero delle particelle che danno luogo a coincidenze triple quando i campi hanno versi concordi nelle due coppie, è dato perciò dall'espressione:

$$\begin{aligned} \Delta = & \frac{1}{6} \int_{E_0}^{E_1} \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \cdot f \cdot dE + \frac{1}{6} \int_{E_0}^{E_1} \left(\frac{\Delta \alpha}{\alpha} \right)^2 \cdot f \cdot dE + \\ & + \frac{1}{3} \int_{E_1}^{\infty} \left(\frac{\Delta \alpha}{\alpha} \right)^2 \cdot f \cdot dE \end{aligned} \quad [7]$$

Quando i campi che agiscono nelle due coppie hanno versi opposti fra di loro, si ha un incremento globale:

$$\Delta' = -\Delta$$

Si trova dunque per l'effetto percentuale ε :

$$\varepsilon = 200 \frac{\Delta}{n + \Delta} \quad [8]$$

con

$$n = \int_{E_0}^{\infty} f(E) dE \quad [9]$$

Per energie $E > E_2 \approx 5 \cdot 10^9$ eV. come funzione di distribuzione delle energie dei mesotroni al livello del mare, si può prendere la:

$$f(E) = (E + a h_0)^{-\gamma} \quad [10]$$

quale si deduce dalle curve di *Ehmert* ⁽⁹⁾, tenendo conto dell'energia perduta per ionizzazione nell'attraversare l'atmosfera, e supponendo che tale perdita di energia, (trattandosi di energie elevate la cosa è lecita) non dipenda da E . Nella [10] a è l'energia che la particella perde per ionizzazione nell'attraversare un gr/cm² di atmosfera, h_0 è il percorso compiuto dalla particella per giungere al livello del mare anch'esso misurato in gr/cm² di atmosfera.

Per energie inferiori a $5 \cdot 10^9$ eV occorre tener conto della probabilità che un mesotrone di energia E attraversi lo spessore h_0 di atmosfera senza d'integrarsi; questa, per i corpuscoli provenienti secondo la direzione verticale, è data da ⁽¹⁰⁾, ⁽¹¹⁾:

$$W(E) = \left\{ \frac{\bar{h} E}{h_0 [E + a(h_0 - \bar{h})]} \right\}^{\frac{mc}{\tau} \frac{h_0}{\rho_0} \frac{1}{E + a h_0}} \quad [11]$$

dove: \bar{h} è la profondità (calcolata, in gr/cm², a partire dal limite dell'atmosfera) in cui si generano i mesotroni, m la massa, τ la vita media del mesotrone e ρ_0 la densità dell'aria al livello del mare.

Posto per brevità $k = \frac{1}{\alpha} l e B$ e tenuto conto delle [4], [10], [11], le [7], [9] diventano:

$$\Delta = \frac{k}{6} \int_{E_0}^{E_1} W(E) E^{-1} (E + a h_0)^{-\gamma} dE +$$

$$+ \frac{k^2}{6} \int_{E_0}^{E_1} W(E) E^{-2} (E + a h_0)^{-\gamma} dE +$$

$$+ \frac{k^2}{3} \int_{E_1}^{E_2} W(E) E^{-2} (E + a h_0)^{-\gamma} dE + \frac{k^2}{3} \int_{E_2}^{\infty} E^{-2} (E + a h_0)^{-\gamma} dE$$

$$n = \int_{E_0}^{E_2} W(E) (E + a h_0)^{-\gamma} dE + \int_{E_2}^{\infty} (E + a h_0)^{-\gamma} dE$$

dove per E_0 , tenuto conto delle perdite di energia nel ferro e nella soletta di cemento armato sovrastante il dispositivo, si è preso

$$E_0 = 0,62 \cdot 10^9 \text{ eV} .$$

Gli integrali che non contengono la $W(E)$ si calcolano con mezzi elementari. Per il calcolo degli altri si è ricorso a una integrazione grafica.

Assumendo per le costanti che figurano nelle formule precedenti i valori:

$$l = 30 \text{ cm}$$

$$B = 1,7 \cdot 10^4 \text{ gauss} \quad \alpha = 5 \cdot 10^{-2}$$

$$\gamma = 2,8$$

$$a = 2 \cdot 10^6 \text{ eV cm}^{-1} \quad m = 12 \cdot 10^{-26} \text{ gr.} \quad \tau \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ sec.}$$

si trova:

$$\varepsilon \approx 70 \%$$

Il risultato del calcolo è come si vede nettamente superiore all'effetto osservato, ma per come esso è stato condotto era prevedibile un notevole scarto in eccesso, specialmente perchè sono stati presi in considerazione solo i mesotroni provenienti in direzione verticale. Questo risultato dipende anche in modo molto critico dal valore del coefficiente γ e da quello della vita media e della massa del mesotrone. Ciò consente di sperare che sviluppando il calcolo in modo rigoroso, l'esperienza ora descritta possa costituire, se confrontata con una esperienza analoga eseguita sotto 10 o 20 metri di acqua, un metodo nuovo e particolarmente sensibile per la determinazione della vita media del mesotrone.

4) Circa l'ipotesi della simmetria dello spettro della componente mesotronica introdotta nello sviluppo del calcolo, si può affermare in base a misure in corso, che essa è legittima agli effetti del risultato di questo. Il leggero eccesso positivo che risulta attualmente da tali misure, in accordo con le osservazioni di Jones ⁽¹²⁾, non è tale da infirmare le conseguenze dell'ipotesi stessa.

Vogliamo infine osservare che l'esperienza di cui è oggetto questa nota indica la possibilità di utilizzare il campo magnetico dei nuclei di ferro come metodo per lo studio di alcune proprietà dei mesotroni. In particolare un dispositivo analogo a quello da noi adoperato, portato a grandi altezze può fornire indicazioni di notevole interesse sulla natura della componente

mesotronica. La cosa appare tanto più verosimile in quanto si può per questo sfruttare la magnetizzazione residua del ferro. Esistono attualmente in commercio (*) degli acciai speciali che consentono di raggiungere in questo modo delle intensità di circa 10.000 gauss. La necessaria inversione del campo può essere effettuata con batterie di piccola capacità e quindi di modesto peso.

Esperienze di questo genere sono ora in corso di preparazione.

(*) Ringraziamo il dott. Landi della S. A. Officine Galileo per le informazioni forniteci in proposito.

BIBLIOGRAFIA

- (¹) ROSSI B.: *Magnetic experiments on the cosmic rays*, « Nat. », v. CXXVIII, 1931, p. 300.
- (²) MOTH-SMITH L. M.: *A new experiment bearing on cosmic-ray phenomena*, « Phys. Rev. », v. XXXVIII, 1931, p. 1399.
- (³) BLACKETT P. M. S.: *Further Measurements of the cosmic ray energy spectrum*, « Proc. Roy. Soc. », v. A-CLIX, 1937, p. 1.
- (⁴) WEIZSÄCKER C. F.: *Durchgang schneller Korpuskularstrahlen durch ein ferromagnetikum*, « Ann. der Phys. », v. XVII, 1933, p. 869.
- (⁵) PUGH. E. M.: *Hall effect and the magnetic properties of some ferromagnetic materials*, « Phys. Rev. », v. XXXVI, 1930, p. 1503.
- (⁶) CARRELLI A.: *Sul campo agente nell'interno dei ferromagnetici* « Nuovo cimento », v. III, 1935, p. 337.
- (⁷) PICCIONI O.: *Circuiti di numerazione utilizzando valvole a gas*, « Ric. scient. », 1940, n. 6, p. 409.
- (⁸) FERRETTI B.: *Alcune osservazioni sull'assorbimento della componente dura della radiazione penetrante*, « Ric. scient. », 1939, n. 10, p. 736.
- (⁹) EHMERT A.: *Die Absorptionskurve der harten komponent der Kosmischen Ultrastrahlung*, « Zeit. f. Phys. », v. CVI, 1937, p. 751.
- (¹⁰) EULER H., HEISEMBERG W.: *Theoretische gesichtspunkte zur Deutung der Kosmischen Strahlung*, « Ergebn. exakt. Nat. Wiss. », v. XVII, 1938, p. 1.
- (¹¹) COCCONI G.: *La nuova prova della instabilità del mesotrone*, « Ric. scient. », 1940, n. 1-2, p. 58.
- (¹²) JONES H.: *Energy distribution and positive excess of mesotrons*, « Rev. of mod. Phys. », v. XI, 1939, p. 235.