

---

ATTI ACCADEMIA NAZIONALE DEI LINCEI  
CLASSE SCIENZE FISICHE MATEMATICHE NATURALI

# RENDICONTI

---

LUIGI BRIATORE, CARLO CASTAGNOLI, ANGELO DE  
MARCO

## Un limite sperimentale della vita media dei nucleoni

*Atti della Accademia Nazionale dei Lincei. Classe di Scienze Fisiche,  
Matematiche e Naturali. Rendiconti, Serie 8, Vol. 39 (1965), n.3-4, p.  
189–195.*

Accademia Nazionale dei Lincei

<[http://www.bdim.eu/item?id=RLINA\\_1965\\_8\\_39\\_3-4\\_189\\_0](http://www.bdim.eu/item?id=RLINA_1965_8_39_3-4_189_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.** — *Un limite sperimentale della vita media dei nucleoni.*

Nota (\*) di LUIGI BRIATORE, CARLO CASTAGNOLI e ANGELO DE MARCO (\*\*), presentata dal Socio G. WATAGHIAN.

1. INTRODUZIONE. — La legge di conservazione della carica barionica, inizialmente suggerita da Stueckelberg [1] e Wigner [2] sotto forma di conservazione del numero di nucleoni, si è successivamente mostrata in accordo con i risultati sperimentali [3]. Poiché essa è di grande importanza per il bilancio energetico dell'universo [4] (oltre che per le sue implicazioni teoriche), negli ultimi anni si è cercato di averne diretta conferma.

Poiché la stabilità dei nuclei è prova dell'universalità della legge di conservazione della carica nucleare, il limite di validità di questa legge è usualmente espresso dal limite della vita media  $\tau$  dei nucleoni.

La misura di  $\tau$  è stata effettuata utilizzando diversi metodi. Precisamente: *a)* dalla fissione spontanea del Th 232 [5] o di altri nuclei [6]; *b)* dalla generazione di calore all'interno della terra; *c)* dalla reazione [7]  $p \rightarrow n +$  prodotti di decadimento; *d)* con misure direzionali [8]; *e)* con misure di anticoincidenza [9]; *f)* con misure sotto terra [10].

È importante in questo tipo di ricerca variare le tecniche, in quanto i risultati si basano quasi esclusivamente sull'esatta valutazione del background e dei vari possibili errori sistematici.

Noi abbiamo effettuato una misura basata su un metodo direzionale come *d)* ma utilizzando una tecnica diversa: i tempi di volo.

Prima di considerare i diversi canali attraverso i quali può avvenire il decadimento nucleonico, osserviamo che, assumendo valide le leggi di conservazione dell'energia, del momento, dello spin, della carica e del numero leptonic, si assumerebbe implicitamente valida quella della conservazione dei nucleoni. Infatti la produzione di qualsiasi particella richiede la violazione (almeno) di una di dette leggi, oltre a quella della conservazione dei nucleoni. Supponendo non valida la legge della conservazione del numero leptonic (in quanto la meno sicuramente fondata) e limitandoci ai decadimenti in cui almeno un prodotto è carico, considereremo i processi:

(1) $p \rightarrow \nu + \pi^+$	(6) $n \rightarrow \pi^+ + e^-$
(2) $\rightarrow \nu + k^+$	(7) $\rightarrow \mu^+ + k^-$
(3) $\rightarrow \gamma + e^+$	(8) $\rightarrow \mu^+ + e^- + \bar{\nu}$
(4) $\rightarrow \gamma + \mu^+$	(9) $\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \nu$
(5) $\rightarrow \mu^+ + \nu + \bar{\nu}$	

(\*) Pervenuta all'Accademia il 9 agosto 1965.

(\*\*) Istituto di Fisica Generale, Università di Torino. Gruppo Italiano di Fisica Cosmica del C.N.R., Sezione di Torino (FISCOT).

2. METODO E APPARATO DI MISURA. - L'esperienza consiste nel misurare l'eventuale flusso di particelle emergenti dal suolo di energia  $> 50$  MeV e dirette verso l'alto, che azionano due telescopi costituiti ciascuno da due scintillatori plastici da  $70 \times 70 \times 13$  cm posti alla distanza di 2,5 m. Essi sono stati posti in una galleria, sotto spessori di roccia variabili da  $\sim 100$  a  $\sim 2500$  metri, allo scopo di ridurre il background dei raggi cosmici. L'effetto del background radioattivo ( $< 5$  MeV) nei singoli contatori era reso trascurabile richiedendosi un impulso  $> 25$  MeV in ognuno di essi, e nelle coincidenze doppie era ridotto dal forte tempo risolutivo (100 nsec). Un sistema di misura dei tempi di volo tra i due scintillatori permetteva di stabilire se la direzione d'arrivo della particella era dall'alto in basso o viceversa, con registrazione fotografica all'oscillografo.

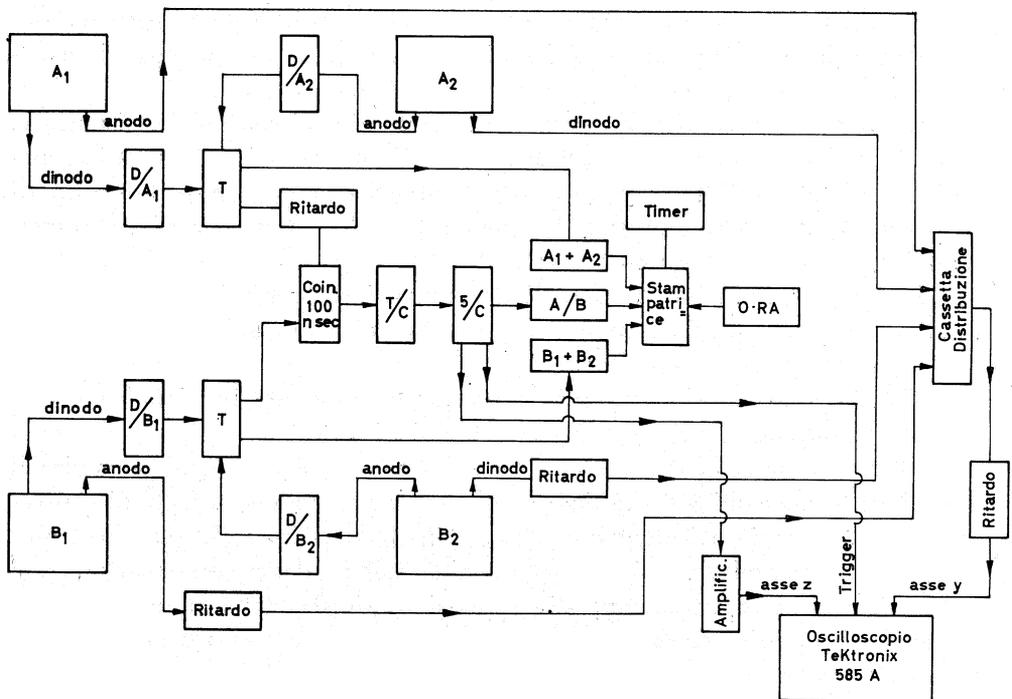


Fig. 1.

I segnali dei fototubi (fig. 1) vengono discriminati ( $D/A$ ,  $D/B$ ) e comandano due circuiti di trigger ( $T$ ) i cui impulsi di uscita vanno alle scale che registrano gli impulsi dei singoli contatori ( $A_1 + A_2$ ,  $B_1 + B_2$ ) e al circuito di coincidenza. Da questo, attraverso ad un trigger ( $T/C$ ) e ad un circuito « 5 vie » ( $5/C$ ) i segnali giungono alla scala di conteggio delle doppie e al trigger dello oscillografo. I segnali sono inviati, tramite opportuni ritardi (« tempo zero »), all'asse  $y$  dell'oscillografo. Si hanno così due sistemi indipendenti di registrazione: una stampatrice temporizzata che legge le scale, l'ora e il timer a intervalli di tempo prefissati.

L'oscillografo, il cui schermo viene fotografato, dà informazioni sulla sequenza temporale degli impulsi e sulla loro altezza. In fig. 2 è riportato l'istogramma della distribuzione dei tempi di volo. Si vede che esso approssima

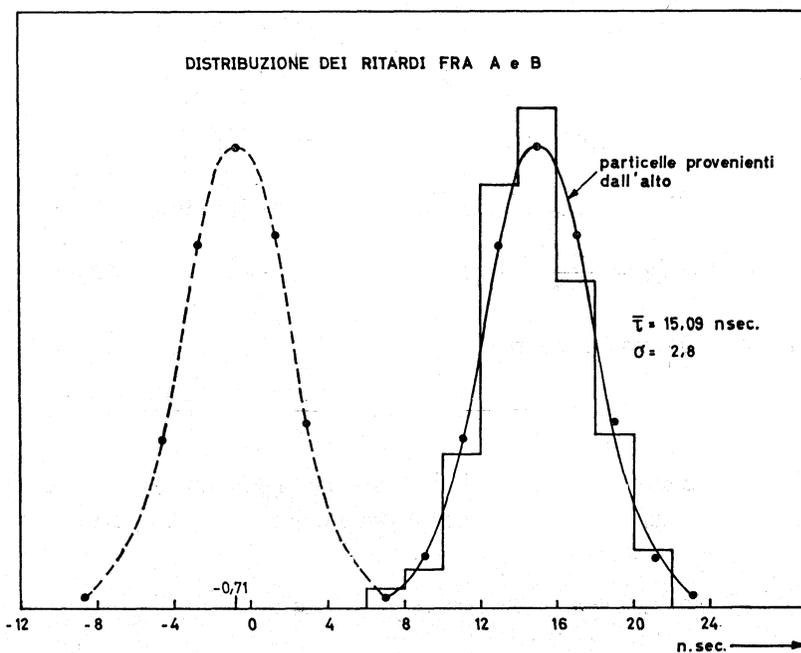


Fig. 2.

molto bene una gaussiana con  $\bar{\tau} = 15,09$  nsec e  $\sigma = 2,8$ . L'altra curva (tratteggiata) è la gaussiana che ci si aspetterebbe per particelle provenienti dal basso.

### 3. RISULTATI SPERIMENTALI.

3.1. Il telescopio ha funzionato per  $\Delta t = 7,8 \cdot 10^6$  sec; in questo periodo di tempo non si è avuta alcuna particella proveniente dal basso verso l'alto.

3.2. Questo risultato sperimentale permette di dare un limite inferiore alla vita media  $\tau$  dei nucleoni. Infatti, la probabilità  $p$  che un nucleone decada nel tempo  $\Delta t$  è

$$(10) \quad p = 1 - e^{-\Delta t/\tau}.$$

Siano ora:  $n$  il numero di nucleoni presenti,  $r$  il numero di decadimenti osservati,  $f(p)$  la densità di probabilità a priori,  $\delta(r, p)$  quella a posteriori. Nel nostro caso assumiamo  $f(p) = \text{costante}$ . Sia  $p(r|p)$  la densità di probabilità che, essendosi verificato l'evento  $p$ , si siano ottenuti  $r$  conteggi:

$$(11) \quad p(r|p) = \binom{n}{r} p^r (1-p)^{n-r};$$

per il teorema di Bayes si ha

$$(12) \quad \delta(p|r) = \frac{f(p) p^r (1-p)^{n-r}}{\int_0^1 f(n) n^r (1-n)^{n-r} dn}$$

e, essendo  $f(p) = \text{cost}$

$$(12') \quad \delta(p|r) = \frac{(n+1)!}{r!(n-r)!} p^r (1-p)^{n-r}.$$

Nel nostro caso il risultato sperimentale è  $r = 0$ . Quindi

$$\delta(p|0) dp = \frac{(n+1)!}{n!} (1-p)^n dp = (n+1) (1-p)^n dp,$$

e, per la (10), si può scrivere

$$\delta(\tau|0) d\tau = -\frac{n+1}{\Delta t} \exp\left[-\frac{\Delta t (n+1)}{\tau}\right] \frac{d\tau}{\tau^2}.$$

La probabilità che, essendosi verificato un conteggio nullo osservando  $n$  nucleoni per un tempo  $\Delta t$ , la vita media dei nucleoni sia  $> \tau$ , sarà

$$(13) \quad \delta(0; > \tau) = \int_{\tau}^{\infty} \delta(0, \tau) d\tau = 1 - \exp\left[-\frac{\Delta t (n+1)}{\tau}\right].$$

3.3. Nella nostra esperienza il numero di nucleoni che possono subire decadimento sono quelli della roccia sottostante il telescopio e appartenenti ad un tronco di piramide retta a base quadrata di volume  $V$ , tale che le eventuali particelle di decadimento cariche possono azionare il telescopio. L'altezza  $h(E)$  del dominio sotterraneo così interessato è definita dal range  $R(E)$  della particella di decadimento di energia  $E$ . Dovrà infatti essere

$$(14) \quad h(E) = R(E) - 38 \text{ (gr} \cdot \text{cm}^{-2}\text{)}$$

dove  $38 \text{ gr} \cdot \text{cm}^{-2}$  rappresenta lo spessore degli scintillatori e dello spessore di Pb ivi interposto.

In effetti, per tenere conto del fatto che l'angolo solito  $\Omega$  sotteso dal telescopio varia sensibilmente al variare della posizione  $P(x, y, z)$  del nucleone che decade, invece del solo volume dovremo calcolare il fattore telescopico  $\Omega(P) dV$ . Considerando una densità  $\rho = 2,6 \text{ gr} \cdot \text{cm}^{-3}$  per la roccia [11] si ottiene

$$(15) \quad N(h) = \frac{N}{2} \int_V \Omega(P) dV$$

nucleoni, dove  $N$  è il numero di Avogadro. Per determinare  $\Omega(P) dV$  consideriamo l'angolo solido  $\Omega(P)$  relativo al generico punto  $P$  (fig. 3). Esso è mi-

surato dalla superficie  $S$  del quadrilatero curvilineo  $A'B'C'D'$ , proiezione del quadrilatero  $ABCD$  da  $P$  sulla sfera unitaria con centro in  $P$ . Indicando con  $S_1$  ed  $S_2$  le superfici dei due triangoli sferici  $A'B'C'$  e  $C'D'A'$ , di angoli

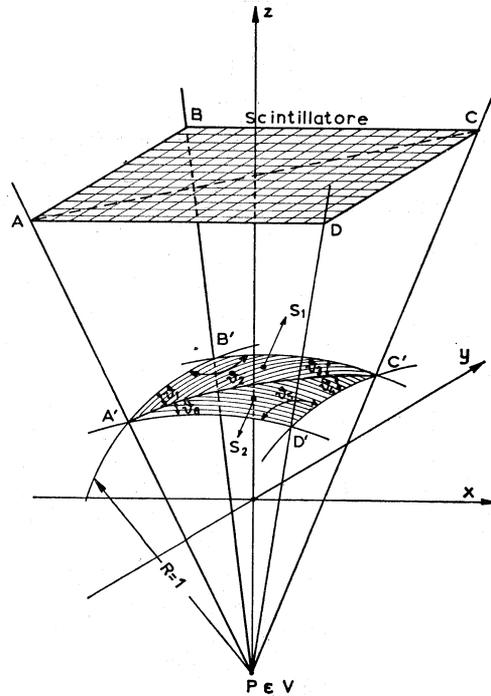


Fig. 3.

interni  $\theta_i$  ( $i = 1, 2, 3$  e, rispettivamente,  $4, 5, 6$ ), e con  $\varepsilon_1$  ed  $\varepsilon_2$  i loro eccessi sferici, si ha immediatamente:

$$(16) \quad \Omega(P) = S = S_1 + S_2 = \sum_{i=1}^6 \theta_i - 2\pi.$$

L'angolo solido medio cercato è allora:

$$(17) \quad \langle \Omega \rangle = \frac{1}{V} \int_V \Omega(P) dV = \frac{1}{V} \int_V \left( \sum_{i=1}^6 \theta_i - 2\pi \right) dV.$$

Poiché gli angoli tra i lati dei triangoli sferici (definiti dai corrispondenti fra le tangenti nei vertici) coincidono con gli angoli diedri tra i piani contenenti i lati stessi, è immediato ricavare i  $\cos \theta_i$  dalle equazioni di detti piani. Se  $x, y, z$ , sono le coordinate di  $P$  nella terna d'assi di fig. 2, si perviene per  $\Omega(P)$  all'espressione

$$(18) \quad \Omega(P) = \sum_{i=1}^2 \arccos \left| \frac{[x + (-1)^i l][y + (-1)^{i+1} l]}{\sqrt{\{(z-H)^2 + [x + (-1)^i l]^2\} \{(z-H)^2 + [y + (-1)^{i+1} l]^2\}}} \right| + \\ + \sum_{k=1}^2 \sum_{l=1}^2 \arccos \left| \frac{S_k(z-H)^2 - [\xi_k + (-1)^k l](y-x)}{\sqrt{\{(z-H)^2 + [\xi_k + (-1)^k l]^2\} \{2(z-H)^2 + (y-x)^2\}}} \right| - 2\pi$$

dove

$$\xi_k = x \quad , \quad S_k = +1 \quad \text{per } k = 1$$

$$\xi_k = y \quad , \quad S_k = -1 \quad \text{per } k = 2 .$$

Utilizzando la (18) il calcolo della (15) porta alla curva di fig. 4 che dà il valore  $N(h) \Delta t$ .

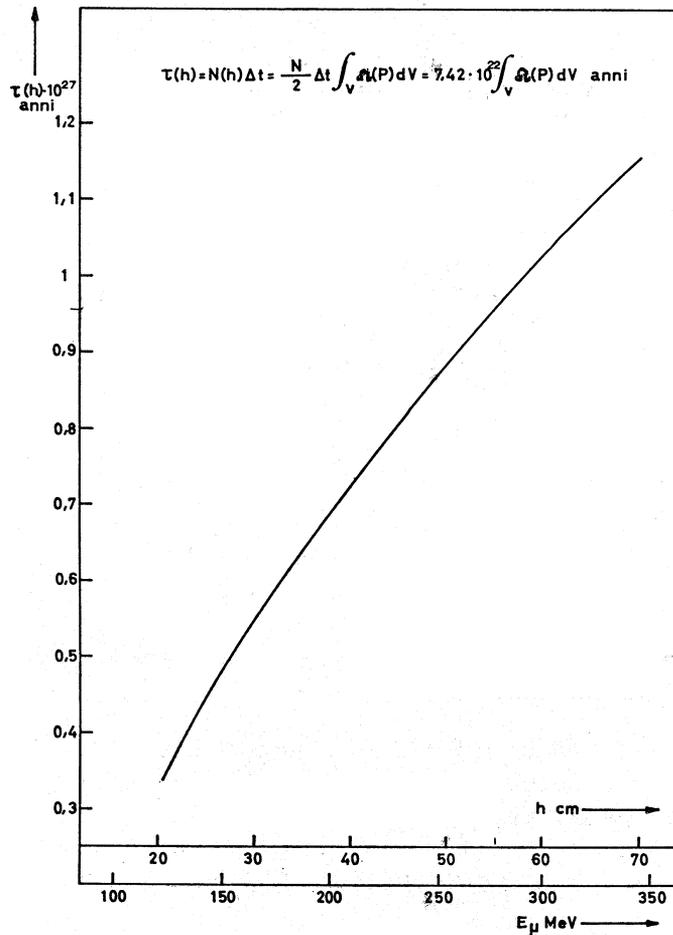


Fig. 4.

3.4. Per dare un valore di  $\tau$  resta quindi la scelta su  $h$ , cioè su  $E$ , essendo  $N$  funzione di  $E$  attraverso  $h$  come già si è detto. Per diretto confronto con dati di precedenti lavori si può assumere che il prodotto carico di decadimento abbia un percorso  $R \geq 49$  cm, corrispondente ad una energia  $E_\mu \geq 250$  MeV. Questo limite inferiore include infatti la maggior parte dei possibili canali di decadimento. Ad esempio, esso comprende i processi a due corpi (1), (3), (4), e, dei processi a tre corpi (5), (8), circa un terzo delle disintegrazioni.

TABELLA I.

METODO	$a$	$b$	$c$	$d$	$e$	$f$
Nucleoni liberi	—	—	—	$(2,2 \div 4,7) \cdot 10^{24}$	$> 4,7 \cdot 10^{24}$	$> 5 \cdot 10^{25}$
Nucleoni legati	$> 10^{20}$	$\sim 10^{21}$	$\sim 10^{23}$	—	$> 4,3 \cdot 10^{25}$ $3 \cdot 10^{27}$	$> 4 \cdot 10^{26}$ $> 3 \cdot 10^{28}$
Bigliografia	[5], [6]	—	[7]	[8]	[9]	[10]

In questo caso il nostro valore di  $\tau$  risulta essere  $\geq 0,9 \cdot 10^{27}$  anni. Esso va confrontato con i valori riportati in Tabella I, che si riferiscono a nucleoni legati. Il valore più recente dato da Reines et al. [12] è  $(0,6 \div 4) \cdot 10^{28}$  anni.

È interessante confrontare questo insieme di valori con l'età dell'universo, valutata in  $\sim 10^{10}$  anni.

## BIBLIOGRAFIA.

- [1] E. C. G. STUECKELBERG, « *Helv. Phys. Acta* », *11*, 299 (1938).  
 [2] E. P. WIGNER, « *Proc. Am. Phyl. Soc.* », *93*, 521, (1949); « *Proc. Nath. Acad. Sci. USA* », *38*, 469 (1952).  
 [3] J. J. SAKURAI, *Lectures in Theoretical Phys.*, vol. 2, Interscience Publ., 1960 e « *Annals of Physics* », *2*, 1 (1960); YAMAGUCHI, « *Prog. Theor. Phys.* », *22*, 373 (1959).  
 [4] YA. B. ZELDOVICH, « *Soviet Physics Uspekhi* », *5*, 931 (1963).  
 [5] M. GOLDHABER, REINES et al., « *Phys. Rev.* », *96*, 1157 (1954).  
 [6] G. FLEROV et al., « *Sov. Phys. Dokl.* », *9*, 78 (1958).  
 [7] F. REINES et al., « *Phys. Rev.* », *109*, 609 (1957).  
 [8] G. BACKENSTOSS et al., « *Nuovo Cim.* », *16*, 1773 (1960).  
 [9] C. GIANNATI, F. REINES, « *Phys. Rev.* », *126*, 2178 (1962).  
 [10] M. MENON et al., « *Nuovo Cim.* », *30*, 1208 (1963).  
 [11] G. FIORITO, A. LONGHETTO, *Rapporto int. Gruppo Raggi Cosmici di Torino*, n. 9 (1964).  
 [12] W. KROPP, F. REINES, « *Phys. Rev.* », *137*, B739 (1965).