
ATTI ACCADEMIA NAZIONALE DEI LINCEI
CLASSE SCIENZE FISICHE MATEMATICHE NATURALI

RENDICONTI

CARLO CASTAGNOLI, ANGELO DE MARCO, PIERO
PENEGO

Sulla osservabilità di Tau A come sorgente neutrinica

*Atti della Accademia Nazionale dei Lincei. Classe di Scienze Fisiche,
Matematiche e Naturali. Rendiconti, Serie 8, Vol. 39 (1965), n.1-2, p. 72-76.*

Accademia Nazionale dei Lincei

<http://www.bdim.eu/item?id=RLINA_1965_8_39_1-2_72_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. — *Sulla osservabilità di Tau A come sorgente neutrिनica* (*).
 Nota(**) di CARLO CASTAGNOLI, ANGELO DE MARCO e PIERO PENENGO,
 presentata dal Socio G. WATAGHIN.

1. INTRODUZIONE. — Nel progettare l'attività sperimentale di un laboratorio sotterraneo [1] sulla radiazione cosmica posto nel tunnel del M. Bianco abbiamo preso in esame il problema della osservabilità di sorgenti neutrिनiche astrofisiche. L'importanza di una astronomia neutrिनica [2] ha recentemente favorito lo sviluppo di numerose ricerche teoriche in questo campo. Alcuni Autori [3] concludono in senso abbastanza ottimistico sulle possibilità di osservare sorgenti puntiformi di ν di alta energia nell'ipotesi che esista il tipo di bosone intermedio suggerito da Glashow [4].

Il problema è naturalmente abbastanza indeterminato dipendendo oltre che dalle ipotesi sui processi di produzione e di interazione dei ν anche dalle particolarità della tecnica sperimentale usata, dal tipo di sorgente indagata ecc.

Per rendere più determinato sperimentalmente il problema ci limitiamo ai ν di alte energie e consideriamo tra le possibili sorgenti solo la Tau A che presumibilmente può dare il maggior flusso neutrिनico sulla Terra; (seguirebbero Cygnus A e Centaurus A, mentre effetto minore dovrebbero provocare Virgo A, Fornax A, ecc.).

2. LO SPETTRO NEUTRINICO DI TAU A. — Ricaviamo lo spettro energetico $N(E_\nu) dE_\nu$ dei ν provenienti da Tau A sulla base delle seguenti considerazioni:

1° se gli elettroni ultrarelativistici prodotti dal decadimento di particelle create in collisioni nucleone-nucleone sono isotropi nella sorgente e hanno uno spettro del tipo

$$(1) \quad N(E_e) dE_e \sim E_e^{-\gamma} dE_e$$

anche lo spettro $N(E_\nu) dE_\nu$ dei neutrini ha lo stesso esponente γ . Se gli elettroni sono immersi in un campo magnetico che vari adiabaticamente da una configurazione costante l'intensità della radiazione e. m. di frequenza ω emessa per *bremstrahlung* magnetica è

$$(2) \quad I(\omega) d\omega = K \omega^x d\omega$$

con

$$(3) \quad x = (1 - \gamma)/2 ;$$

(*) Istituto di Fisica Generale dell'Università di Torino. — Gruppo Italiano di Fisica Cosmica del C.N.R., Sezione di Torino.

(**) Pervenuta all'Accademia il 29 luglio 1965.

2° se la radioemissione della Tau A proviene da elettroni relativistici ($E_e < 1$ Gev) in campi magnetici si può supporre che anche l'emissione nel continuo ottico abbia ugual origine con $10 < E_e < 10^3$ Gev. Dai risultati di Shcheglov e O'Dell [5] si può ricavare nel vicino infrarosso e nel visibile ($0,33 < \lambda < 0,9 \mu$) che $x \simeq 1,3$ mentre nella zona radio (per $10^7 < \omega < 10^{10}$ hz) si ha $x = 0,35$;

3° un elettrone di energia E irradierà in tutte le frequenze ma con un massimo accentuato vicino alla frequenza critica ω_c data da

$$(4) \quad E_e = \omega_c^{1/2} / 4 \cdot 10^6 H^{1/2} \quad [E_e \text{ in Gev, } H \text{ in gauss, } \omega \text{ in hz}]$$

dove H è la componente media perpendicolare del campo magnetico. Si trova [5] $H \sim 10^{-4}$ gauss;

4° ricordiamo infine che si passa dallo spettro dei neutrini a quello γ ponendo $E_\gamma \simeq 2 E_\nu$. Ponendo $AN(E_\nu) dE_\nu$ ($\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$) e normalizzando ai risultati sperimentali di Tabella I (che dà il limite superiore del flusso γ di alta energia provenienti da Tau A) si ottiene $A \leq 0,9$;

TABELLA I.

| E_γ mass. (eV) | Limite sup. flusso ($\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$) | Autori |
|--------------------------|--|------------------------------------|
| $5 \cdot 10^7$ | $6,6 \cdot 10^{-4}$ | Explorer XI (Kraushaar [14] Clark) |
| $4 \cdot 10^{12}$ | $2 \cdot 10^{-11}$ | Chudakov [15] |
| $5 \cdot 10^{12}$ | $1 \cdot 10^{-10}$ | Fruin [16] |
| 10^{15} | 10^{-17} | BASJE [17] |

5° in conclusione dai punti 1°-4° precedenti si può dedurre per lo spettro dei neutrini di alta energia l'espressione

$$(6) \quad N(E_\nu) dE_\nu \simeq 0,9 E_\nu^{-3,6} dE_\nu (\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}) \quad E \geq 370 \text{ Gev.}$$

3. CALCOLO DEL SEGNALE E DEL FONDO. -- Noto lo spettro neutrino (6) della Crab si può calcolare il segnale S , cioè l'intensità rivelabile dei μ prodotti nella terra nelle reazioni neutrino-nucleone, neutrino-elettrone attraverso la:

$$(7) \quad dS = n dE_\mu^f d\Omega \int_{E_\mu^f}^{\infty} dE_\mu^i \int_{E_\mu^i}^{\infty} dE_\nu N(E_\nu) \frac{d\sigma(E_\mu^i, E_\nu)}{dE_\mu^i} \left(\frac{dE_\mu^i}{dh} \right)^{-1}$$

ove n = numero di nucleoni od elettroni per cm^3 ;
 (dE_μ/dh) = perdita specifica di energia dei muoni $\sim 2 \text{ MeV/gr cm}^2$;
 E_μ^f = energia finale del μ prodotto dopo aver attraversato lo spessore h .

Per semplificare il calcolo si pone che i neutrini producono μ della stessa loro energia e che la σ sia costante al variare di E_μ .

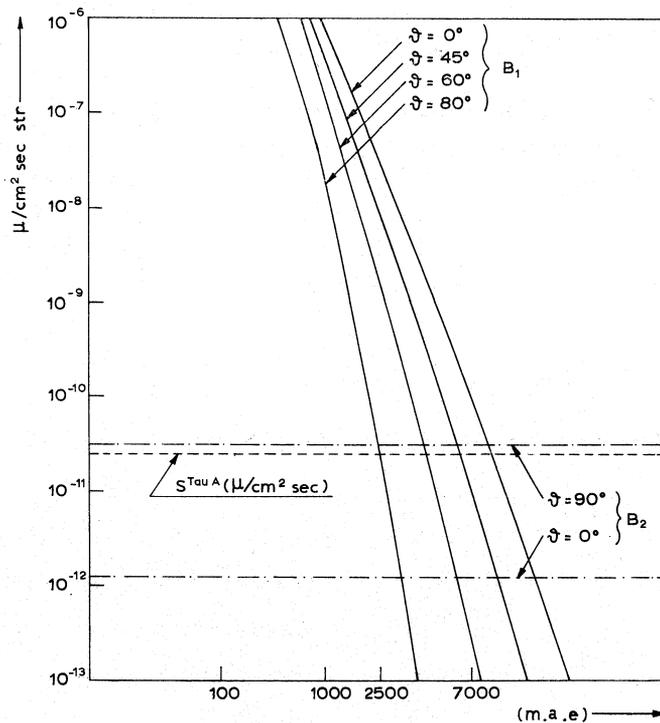


Fig. 1.

In ascissa si dà la profondità in metri di acqua equivalente (m.a.e.) della posizione del Laboratorio. In ordinata si danno le intensità del segnale $S_{\text{Tau A}}$ e dei fondi B_1 e B_2 .

La $d\sigma/dE_\mu^i$ è la sezione d'urto differenziale per nucleone od elettrone per ciascuno dei tre processi di produzione dei μ che consideriamo:

- a) $\bar{\nu}_\mu (\nu_\mu) + p (n) \rightarrow \mu^\pm + n (p)$
- b) $\nu + p \rightarrow W^+ + \mu^- + p$ (con $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$)
- c) $\bar{\nu}_e + e \rightarrow G^- \rightarrow \bar{\nu}_e + \mu^-$.

Non abbiamo invece considerato il bosone suggerito da Tanikawa et al. [7] in quanto vari recenti risultati [8] ne escludono l'esistenza.

Per a) e b) assumiamo la sezione d'urto calcolata in [9] (i più recenti risultati danno $m_w \geq 1,8 \text{ GeV}$). Nel caso c) se esiste il bosone intermedio G^- suggerito da Glashow [4] (cioè senza numero leptonico e barionico) si ha una

risonanza nello *scattering* ($\bar{\nu}_e, e$): seguendo Bachall et al. [3] essa ha luogo per $E_\nu = 10^3$ Gev con $\sigma \sim 10^{-30}$ cm² per $m_G \simeq 1$ Gev.

Il segnale neutrino astrofisico S può essere mascherato da un rumore di fondo B composto da tre termini $B = B_1 + B_2 + B_3$. Indichiamo B_1 l'intensità dei μ della radiazione cosmica sottoterra; la dipendenza dalla profondità [10] è mostrata in fig. 1 per vari angoli zenithali.

B_2 rappresenta l'intensità dei μ prodotti dalla interazione dei ν della componente atmosferica.

L'intensità neutrino atmosferica si ottiene partendo sia da dati sperimentali sulla componente pionica e kaonica atmosferica [11] sia da un modello isobarico di produzione mesonica [12]

$$(8) \quad N_{\text{vert}}(\bar{\nu}_e) \sim 5 \times 10^{-3} E_\nu^{-3,6} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ Gev}^{-1}$$

$$(8') \quad N_{\text{or}}(\bar{\nu}_e) \sim 2,4 \times 10^{-2} E_\nu^{-3,4} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ Gev}^{-1}$$

$$(8'') \quad N_{\text{vert}}(\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu) \sim 2 \times 10^{-2} E_\nu^{-3,1} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ Gev}^{-1}.$$

B_3 rappresenta infine l'intensità dei μ che sono prodotti nella Terra dall'interazione dei ν della componente galattica diffusa. Si può valutare [13] che tale intensità sia $< 10^{-15}$ cm⁻² sec⁻¹ sr⁻¹.

4. **RISULTATI.** – Utilizzando le (6), (7), (8), (8'), (8'') siamo ora in grado di calcolare numericamente il rapporto segnale-fondo dalla Tau A.

Se il processo di produzione è *a*) o *b*) conviene rivelare i μ provenienti dal basso verso l'alto. Il segnale S per $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ con $E > 1$ Gev ed il fondo B_2 dovuto ai $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ atmosferici risultano

$$S \simeq 10^{-15} \quad ; \quad B_2 \simeq 10^{-14} \mu/\text{cm}^2 \text{ sec sr}$$

cioè la sorgente non risulta mascherata dal fondo solo se si usa un rivelatore con angolo solido utile $\Delta\Omega \sim 10^{-2}$ sr. La profondità sottoterra del rivelatore può essere modesta, sufficiente ad eliminare la possibilità di rivelare μ di *back-scattering*.

Se invece esiste il bosone G^- , cioè avviene la reazione *c*) è opportuno misurare il flusso dei μ provenienti dall'alto. Il segnale dovuto a $\bar{\nu}_e$ con $E > 1$ Gev e i fondi corrispondenti sono dati rispettivamente ved. (fig. 1) da

$$S = 2,5 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} ; 10^{-12} < B < 3 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

ove i due valori limite di B si riferiscono rispettivamente ai $\bar{\nu}_e$ atmosferici verticali e orizzontali.

Si conclude che nel caso di produzione attraverso i processi *a*) o *b*) il segnale è troppo basso per essere ragionevolmente rivelato con le tecniche attuali, mentre nel caso che esista il bosone G^- la grossa difficoltà appare nel realizzare un rivelatore con una risoluzione angolare migliore di 10^{-2} sr e

di sufficiente area. Se poi fosse $m_G > 2.0$ Gev, S sarebbe troppo basso come nel caso *a*) e *b*).

La difficoltà appare ancora maggiore tenendo conto che per evitare il fondo B₁ questo apparato di misura deve essere posto in un laboratorio sotterraneo ad una profondità compresa fra i 3000 e gli 8000 m.a.e. a seconda della latitudine.

BIBLIOGRAFIA.

- [1] C. CASTAGNOLI, A. DE MARCO, P. PENENGO, Int. Conference on Neutrino Physics CERN, Geneva 1965.
- [2] B. PONTECORVO, « JEPT », 9, 1148 (1959); e « Soviet Phys. Uspekhi », 79, 1 (1963); F. REINES, « Annual Review of Nuclear Science », 10, 1 (1960); J. B. ADAMS, M. A. RUDERMAN, C. M. WOO, « Phys. Rev. », 129, 1383 (1963); A. MASANI, R. GALLINO, G. SILVESTRO, « N. Cim. » (in press).
- [3] J. N. BAHCALL, S. C. FRAUTSCHI, « Phys. Rev. », 135 B, 788 (1964).
- [4] S. L. GLASHOW, « Phys. Rev. », 118, 316 (1960).
- [5] P. V. SHCHEGLOV, « Soviet Ast. Jour. », 1, 658 (1957); I. S. SHKLOVSKY, *Cosmic Radio Waves*, 1960, Cambridge Mass. Harvard; O'DELL, « Astrophysical Journal », 136, 809 (1962).
- [6] S. HAYAKAWA, H. OKUDA, Y. TANAKA, Y. YAMAMOTO, « Supp. Prog. Th. Phys. », 30, 153 (1964).
- [7] Y. TANIKAWA, S. WATANABE, « Phys. Rev. », 113, 1344 (1960); T. KINOSHITA, « Phys. Rev. Letters », 4, 378 (1960).
- [8] Vedi ad esempio C. CASTAGNOLI, A. DE MARCO, P. PENENGO, « Nuclear Physics », 63, 79 (1965).
- [9] C. N. YANG, T. D. LEE, « Phys. Rev. Letters », 4, 307 (1960); A. C. T. WU, C. P. YANG, F. FUCHEL, S. HELLER, « Phys. Rev. Letters », 12, 57 (1964).
- [10] C. CASTAGNOLI, A. DE MARCO, A. LONGHETTO, P. PENENGO, « Nuovo Cimento », 35, 969 (1965).
- [11] G. T. ZATSEPIN, V. A. KUZMIN, « JEPT », 12, 1171 (1961).
- [12] R. COWSIK, R. N. RENGARAJAN, S. N. TANDON, « Jaipur Conference on Cosmic Rays », 1963.
- [13] A. MASANI (comunicazione privata).
- [14] W. L. KRAUSHAAR, G. W. CLARK, « Phys. Rev. Lett. », 8, 106 (1962).
- [15] A. E. CHUDAKOV, V. L. DADYKIN, V. I. ZATSEPIN, N. M. NESTEROVA, « Jaipur Conference », 4, 199 (1963).
- [16] J. H. FRUIN, J. V. JELLEY, C. O. LONG, N. A. PORTER, T. C. WEEKES, « Phys. Lett. », 10, 176 (1964).
- [17] BASJE Collaboration. - Jaipur Conference 1963.