

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sezione di Genova

INFN/BE-85/2
10 Luglio 1985

A.Biasi, G.Gallinaro, B.Osculati, S.Siri, U.Valbusa, S.Vitale:
UNA NUOVA DETERMINAZIONE DI LIMITI DI MASSA PER
L'ANTINEUTRINO. I

INFN/BE-85/2
10 Luglio 1985

UNA NUOVA DETERMINAZIONE DI LIMITI DI MASSA PER L'ANTINEUTRINO. I.

A. Blasi, G. Gallinaro, B. Osculati, S. Siri, U. Valbusa, S. Vitale

Dipartimento di Fisica e Sezione I.N.F.N. di Genova

L'interesse suscitato dai risultati dell'esperimento di Lubimov et al.⁽¹⁾ che dallo spettro del tritio ricava un limite inferiore alla massa dell'antineutrino di 9 e.v. ed indica valori possibili della massa compresi fra 20 e 45 e.v., e le controversie a questo proposito⁽⁹⁾ giustificano la ricerca di metodi e tecniche alternative che permettano un'accurata verifica di questi dati.

Da diverso tempo stiamo quindi studiando le prestazioni di nuovi rivelatori per consentire la determinazione di limiti significativi alla massa dell'antineutrino attraverso misure dell'energia totale visibile sviluppata in decadimenti del tritio con una tecnica di tipo calorimetrico^(2,3). Un esperimento di questo tipo effettuato da Simpson nel 1978⁽⁴⁾ utilizzando rivelatori con una risoluzione FWHM di 300 e.v. a 18 KeV ha consentito di porre un limite superiore alla massa dell'antineutrino di 35 e.v.

Recentemente sono stati realizzati bolometri^(5,6,7,8) le cui caratteristiche di rumore, a temperature di 0,35°K raggiungibili con criostato a He₃, potrebbero permettere la rivelazione di impulsi di energia con risoluzione FWHM migliore di 30 e.v.; a temperature di 0,1°K raggiungibili con criostato a diluizione, la risoluzione potrebbe essere migliore di 5 e.v.

In un esperimento alla Simpson, che può essere fatto usando bolometri al silicio, l'accessibilità per lo ione finale a diversi livelli atomici e molecolari non complica lo spettro del tritio, purchè i tempi di risposta caratteristici del rivelatore siano lunghi rispetto ai tempi di rilassamento di livelli metastabili coinvolti nella disintegrazione nel materiale del rivelatore e il segnale di risposta sia indipendente dal tipo dei processi di diseccitazione. Se il tritio è totalmente immerso nel materiale sensibile, in modo da garantire l'assorbimento integrale dell'energia liberata nella disintegrazione, la misura con grande risoluzione delle quantità di calore sviluppato fornisce un metodo alternativo all'uso di spettrometri "esterni", non soggetto a correzioni teoriche per le interazioni di stato finale nella sorgente.

Un'analisi dettagliata di caratteristiche e prestazioni dei bolometri verrà riportata altrove. Per la determinazione di intensità della sorgente, tempi di misura e limiti imponibili alla massa del neutrino (supposta zero) basta considerare che all'assorbimento impulsivo di una quantità di energia E nel bolometro corrisponda un impulso caratterizzato da un tempo di decadimento τ ; un'elaborazione ottimale dell'impulso può consentire la ricostruzione di E con una risoluzione ΔE_{FWHM} . Per bolometri al silicio dei tipi già impiegati a Genova⁽⁸⁾ prevediamo le seguenti prestazioni:

con dimensioni $0,5 \times 0,5 \times 0,1 \text{ mm}^3$

$$\text{a } T = 0,35^\circ\text{K} \quad \Delta E_{FWHM} \approx 50 \text{ eV} \quad \text{e } \tau \approx 5 \mu\text{sec}$$

$$\text{a } T = 0,1^\circ\text{K} \quad \Delta E_{FWHM} \approx 4,5 \text{ eV} \quad \text{e } \tau \approx 20 \mu\text{sec}$$

Riducendo a $0,2 \times 0,2 \text{ mm}^2$ l'area termometrica si ha

$$\text{per } T = 0,1^\circ\text{K} \quad \Delta E_{FWHM} \approx 2 \text{ eV} \quad \text{e } \tau \approx 4 \mu\text{sec}.$$

Con un bolometro di $0,25 \times 0,25 \times 0,02 \text{ mm}^3$ stimiamo che a $0,35^\circ\text{K}$ si possa ottenere $\tau \approx 5 \mu\text{sec}$ $\Delta E_{FWHM} \approx 18 \text{ eV}$.

Sulla base di prestazioni di questo tipo si possono preliminarmente fissare gli altri parametri dell'esperimento.

1. - TEMPI DI MISURE ED INTENSITA' DELLA SORGENTE.

Il deficit di conteggio rispetto alle previsioni per $m_{\bar{\nu}} = 0$, nella regione terminale dello spettro permette la determinazione della massa del neutrino.

La precisione statistica necessaria per imporre un limite superiore ad $m_{\bar{\nu}}$ è

stata valutata numericamente assumendo:

a) che lo spettro dell'energia liberata nella disintegrazione coincida con lo spettro dato da ⁽⁴⁾

$$N(E) = C_p E \left[(E_0 - E)^2 - m_{\bar{\nu}}^2 \right]^{1/2} (E_0 - E) \times (1 - e^{-x})^{-1} \left[1.002037 - 0.001427 \frac{v}{c} \right]$$

$$\text{con } x = \frac{4\alpha\pi}{v/c}$$

dove E, p, v sono l'energia totale, il momento e la velocità della particella β , $m_{\bar{\nu}}$ è la massa dell'antineutrino, E_0 è l'energia totale disponibile per la transizione, c è la velocità della luce, α la costante di struttura fine e C è costante,

b) che la funzione di risposta spettrale del rivelatore sia gaussiana. I risultati numerici sono in appendice.

Per una prima stima e per chiarire il ruolo dei parametri essenziali si può valutare il numero $N(m_{\bar{\nu}})_{\Delta E}$ di decadimenti per unità di tempo con energia compresa tra $E_0 - \Delta E$ e E_0 con ΔE circa due volte la risoluzione FWHM del rivelatore ⁽⁴⁾:

$$N(m_{\bar{\nu}})_{\Delta E} = K \int_{E_0 - \Delta E}^{E_0} \left[(E_0 - E)^2 - m_{\bar{\nu}}^2 \right]^{1/2} (E_0 - E) dE \cong N(0)_{\Delta E} \left[1 - \left(\frac{m_{\bar{\nu}}}{\Delta E} \right)^2 \right]^{3/2} \cong$$

$$\cong N(0)_{\Delta E} \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{m_{\bar{\nu}}}{\Delta E} \right)^2 \right]$$

Per il tritio lo spettro integrale nella regione terminale è ben approssimato da

$$N(0)_{\Delta E} \cong 1,8 N \left(\frac{\Delta E}{Q} \right)^3 \quad \text{dove } Q = E_0 - m_e c^2,$$

K è una costante e N il numero totale di decadimenti per unità di tempo. In assenza di correzioni sottrattive, la sensibilità del metodo ed i tempi necessari sarebbero determinati confrontando il deficit di conteggio dovuto alla massa del neutrino con l'errore statistico di conteggio previsto per $m_{\bar{\nu}} = 0$.

$$\text{Posto } \xi = \frac{\left[N(m_{\bar{\nu}})_{\Delta E} - N(0)_{\Delta E} \right] t_M}{(N(0)_{\Delta E} t_M)^{1/2}} \approx 2 \left(\frac{m_{\bar{\nu}}}{\Delta E} \right)^2 \left(N \left(\frac{\Delta E}{Q} \right)^3 \right)^{1/2} t_M^{1/2} \quad \text{si ha}$$

$$t_M = 0,25 \xi^2 \frac{1}{N} \frac{\Delta E}{m_{\bar{\nu}}} \left(\frac{Q}{m_{\bar{\nu}}} \right)^3. \quad \text{Per } \xi = 3 \text{ il limite di confidenza è del } 99,6\% .$$

L'intensità N della sorgente è però limitata dagli effetti di impilamento di decadimenti indipendenti.

Assumendo schematicamente che due impulsi cadendo entro un intervallo di tempo T diano un segnale corrispondente alla somma delle loro energie, il numero di conteggi spuri per unità di tempo con energia apparente compresa tra E_0 ed $E_0 - \Delta E$ è dato da

$$N_{S\Delta E} \approx T N^2 \int_{E_0 - \Delta E}^{\bar{E}_0} dE \int_0^E f(E_1) f(E-E_1) dE_1 \approx 0,54 T N^2 \frac{\Delta E}{Q}$$

dove $f(E) = \frac{N(E)}{\int_0^{\bar{E}_0} N(E_1) dE_1}$

Quindi per evitare che $N_{S\Delta E}$ diventi dominante sulla regione terminale dello spettro occorre che $T N \leq \frac{1,8(\Delta E/Q)}{0,54 N \Delta E/Q} \approx 3,3 \left(\frac{\Delta E}{Q}\right)^2$.
T è determinato dal tempo di salita degli impulsi e quindi dalle dimensioni lineari e dalla velocità del suono nel mezzo.

L'effetto sul tempo di misura della correzione relativa all'impilamento e a quella dovuta al fondo di radioattività ed ai raggi cosmici $N_{F\Delta E}$ può essere valutato imponendo un valore ξ al rapporto fra deficit di conteggio ed errore statistico cumulativo sul conteggio previsto per $m_{\bar{\nu}} = 0$. Posto $\Delta N(m_{\bar{\nu}})_{\Delta E} = N(0)_{\Delta E} - N(m_{\bar{\nu}})_{\Delta E}$; $N_{\Delta E}^* = N_{\Delta E}(0) + N_{F\Delta E} + N_{S\Delta E}$

$$\xi = \frac{\Delta N t_M}{\left[(N_{\Delta E}^* + \eta_1 N_{S\Delta E} + \eta_2 N_{F\Delta E}) t_M \right]^{1/2}} \quad \text{da cui}$$

$$t_M = \xi^2 \frac{N_{\Delta E}^* + \eta_1 N_{S\Delta E} + \eta_2 N_{F\Delta E}}{(\Delta N)^2} = \xi^2 \frac{N(0)_{\Delta E} + (1+\eta_1) N_{S\Delta E} + (1+\eta_2) N_{F\Delta E}}{(\Delta N)^2}$$

dove η_1 ed η_2 sono determinati dalla precisione statistica con cui $N_{S\Delta E}$ e $N_{F\Delta E}$ sono misurate.

Introducendo le espressioni approssimate di cui sopra per $N(m_{\bar{\nu}})_{\Delta E}$ e $N_{S\Delta E}$ si ha $\Delta N(m_{\bar{\nu}})_{\Delta E} = \frac{3}{2} \left(\frac{m_{\bar{\nu}}}{\Delta E}\right)^2 N(0)_{\Delta E} \approx 2,7 N \frac{\Delta E (m_{\bar{\nu}})^2}{Q^3}$ ed assumendo provvisoriamente η_1 ed $\eta_2 = 1$

$$t_M = \xi^2 \frac{Q^3}{(m_{\bar{\nu}})^4} \left[0,25 \frac{\Delta E}{N} + 0,15 T \frac{Q^2}{\Delta E} + 0,3 \frac{N_{F\Delta E}}{N^2} \frac{Q^3}{\Delta E^2} \right]$$

Assumendo $\Delta E = 36$ eV, $Q = 18,6$ Kev, per un limite $m_{\bar{\nu}} \leq 9$ eV si ha

$$t_M = 8,1 \times 10^9 \frac{1}{N} \left[9 + 1,4 \cdot 10^6 T N + 1,4 \cdot 10^9 \frac{N_{F\Delta E}}{N} \right]$$

La stima di $N_{F\Delta E}$ è incerta, ma un valore dell'ordine di $N_{F\Delta E} \approx 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$

sembra ottenibile, per cui il contributo dell'ultimo termine non è determinante.

Imponendo $t_M = 10^7$ sec, in pratica circa un anno di misura, con un singolo rivelatore occorrerebbe un tempo di risoluzione per l'identificazione degli impilamenti $T \leq 1$ nsec, oltre due ordini di grandezza al disotto di ragionevoli previsioni.

Occorre quindi un insieme di $K \approx 10^2$ rivelatori indipendenti (array) i cui segnali possano essere registrati separatamente. Questo si può considerare corrispondente ad un tempo equivalente di misura $K t_M$ o se si vuole ad un valore di $T_{eff} = T/K$.

In caso che la massa del neutrino abbia un valore finito, per la precisione della determinazione si ha:

$$\Delta m_{\bar{\nu}}^2 = \frac{1}{2.7} \frac{Q^3}{\Delta E N} \Delta N_{\Delta E}(m_{\bar{\nu}})$$

con $\Delta N_{\Delta E}(m_{\bar{\nu}}) \approx \sqrt{3 N_{\Delta E}^{(0)} \cdot t_M}$ da cui

$$\Delta m_{\bar{\nu}}^2 \approx 0,9 Q^2 \sqrt{\frac{\Delta E}{Q N t_M}} \approx 10^2 \text{ ev}^2 \text{ avendo posto } N_{S\Delta E} \approx N_{\Delta E}^{(0)} \text{ e } N_{F\Delta E} \text{ trascurabile.}$$

Il confronto fra gli spettri di canali singoli e spettri ottenuti mescolando i segnali di canali diversi ed indipendenti permette il controllo dell'efficacia dei sistemi di filtraggio per la rejezione degli impilamenti e la misura sperimentale di T e dello spettro di impilamento.

Con verifiche di questo tipo è accettabile la condizione $N_{S\Delta E} \approx N_{\Delta E}^{(0)}$ avendo $Q = 18.6$ KeV $\Delta E = 36$ eV e una risoluzione energetica FWHM di 18 eV e $T = 2.10^{-7}$ sec si ha

$$N = \frac{3.3}{T} \left(\frac{\Delta E}{Q}\right)^2 = 66 \text{ sec}^{-1} \text{ e } t_M = 3 \cdot 10^9 \text{ sec}$$

Per porre in un anno un limite superiore alla massa dell'antineutrino $m^* = 9$ eV con un livello di confidenza del 99.6% (per massa del neutrino nulla) sono necessari 100 canali di misure ($K = 100$). Per ogni rivelatore occorrono $3 \cdot 10^{10}$ tritoni come sorgente da impiantare in profondità nel silicio (10 - 50 μm) con energia di bombardamento di circa 2.2 MeV. L'impiantamento a profondità superiori a 10 μm garantisce l'assorbimento integrale dell'energia liberata nella transizione, inclusa l'energia di eccitazione del sistema atomico residuo. La bassa densità dei tritoni da impiantare fa ritenere che eventuali effetti di danneggiamenti del reticolo cristallino siano controllabili. L'esperienza di Simpson in proposito conforta questo punto di vista. Queste ipotesi, che devono essere direttamente verificate

in laboratorio, dovrebbero garantire di ottenere la risposta spettrale del rivelatore di tipo simmetrico, senza code verso le basse energie⁽⁴⁾⁽⁹⁾ e con energia terminale coincidente per tutti gli stati finali del He^3 .

Una soluzione alternativa consiste in una deposizione superficiale di tritio inserita in un sandwich di due bolometri. In questo caso però la risoluzione energetica è deteriorata per un fattore $\sqrt{2}$ e il comportamento del sistema va investigato riguardo agli accoppiamenti termici. La valutazione del deficit di conteggio $\Delta N(m_{\bar{\nu}})$ dipende anche dalla precisione della determinazione di E_0 . Utilizzando i punti fra 5 e 15 KeV le fluttuazioni statistiche inducono una indeterminazione di E_0 attraverso l'estrapolazione del Kurie plot ampiamente inferiore ad 1 eV. Comunque il vantaggio essenziale dell'alta risoluzione energetica e dell'elevata statistica consiste nella verifica dell'andamento della curva nella parte terminale. L'esame dello spettro ad energie inferiori merita particolare attenzione per confermare eventualmente e misurare con precisione l'anomalia osservata da Simpson⁽¹⁰⁾ ed attribuita a transizioni in cui viene prodotto un neutrino con massa di 17 KeV. Secondo Simpson queste transizioni hanno una probabilità relativa del 3%. Nelle condizioni considerate questo esperimento avrebbe una sensibilità ad una componente anomala di questo tipo dell'ordine dell'1%.

2. - ^{137}Re .

La dipendenza critica del tempo di misura e della correzione di pile-up dall'energia massima dei β^- , rende particolarmente attraente la possibilità di determinare il limite superiore alla massa del $\bar{\nu}_e$ dallo studio dello spettro del decadimento del ^{137}Re ($Q(^{137}\text{Re}) = 2.65 \pm 0.4 \text{ KeV}$).

Riteniamo che con la tecnica dei bolometri eterogenei sia possibile realizzare misure di precisione adeguata, nonostante la lunghissima vita media del ^{187}Re ($\approx 10^{11}$ y). Questo isotopo è presente nel Renio naturale con la percentuale del 63% ed esistono composti dielettrici del Renio con cui si pensa di potere realizzare idonei monocristalli^(*). Occorre svolgere però una ricerca preliminare perchè le proprietà termiche a basse temperature dei composti del Renio non sono ben note.

La transizione del ^{137}Re è prima proibita unica. Infatti spin e parità degli stati fondamentali del ^{137}Re e del ^{137}Os sono rispettivamente $5/2^+$ ed $1/2^-$. La forma dello spettro per $m_{\bar{\nu}} = 0$, a causa dei bassi valori di impulsi ed energie

(*) Ringraziamo G. Olcese per utili discussioni ed informazioni sull'argomento.

coinvolte, è ben approssimata da:

$$N(E) = K (E_0 - E)^2 \text{ con } K = \text{costante} \quad (12)(11)$$

che per massa del neutrino finita diventa

$$N(E) = K (E_0 - E)^2 \left(1 - \frac{m_{\bar{\nu}}^2}{(E_0 - E)^2}\right)$$

$$\text{Abbiamo quindi } N_{\Delta E}(m_{\bar{\nu}}) = N (\Delta E/Q)^3 \left(1 - \frac{3}{2} \frac{m_{\bar{\nu}}^2}{\Delta E^2}\right)$$

$$\text{ed } N_{S\Delta E} = 0.3 T N^2 \Delta E/Q \quad t_M = 0.445^2 Q^3 / m_{\bar{\nu}}^4 \left[\frac{\Delta E}{N} + 0.6T \frac{Q^2}{\Delta E} + 2 \frac{N F \Delta E}{N^2} \frac{Q^3}{\Delta E^2} \right]$$

Supponendo di usare come bolometro un monocristallo di circa 1 mm^3 di biossido di Renio $\left[\rho = 11.4 \text{ gr/cm}^3\right]$ accoppiato ad un elemento sensibile al silicio o al germanio, si avrebbe $N \approx 10 \text{ sec}^{-1}$ corrispondenti a tempi di misure valutati fra $4 - 7 \cdot 10^7 \text{ sec}$.

A causa delle basse energie coinvolte e della densità di materiale l'incompleto assorbimento dell'energia riguarderebbe circa lo 0.5% dei decadimenti. Confrontando spettri da monocristalli di diverse dimensioni è possibile eventualmente determinare la correzione da apportare ai dati. Valutazioni più precise ed in particolare informazioni sulla possibilità di usare rivelatori più grandi e quindi ad attività più alta onde abbreviare le misure, richiedono verifiche di laboratorio.

3. - CONCLUSIONI.

In base alle valutazioni sopraesposte risulta che, per porre un limite superiore di $\approx 9 \text{ eV}$ alla massa dell'antineutrino, esistono diversi approcci sperimentali con problematiche differenti. L'esperimento con il tritio comporta minori incognite per quanto riguarda la tecnologia di base ma, per raggiungere in un anno di misura il limite di 9 eV , sono necessari un centinaio di canali distinti con le complicazioni ed i costi conseguenti. Le maggiori incognite riguardano gli effetti dell'impiantamento del tritio nel bolometro e il problema di ottenere un tempo di risoluzione per il pile-up soddisfacente.

Per quanto riguarda il Renio, i problemi da approfondire sono più vari e numerosi. Occorre verificare la validità delle approssimazioni che consentono un semplice fit dello spettro e soprattutto la possibilità di costruire un bolometro con monocristallo di Renio e con prestazioni adeguate.

Ci proponiamo quindi di eseguire l'esperimento in due fasi. In una prima

fase realizzare un apparato con una decina di canali con bolometri al tritio, che consenta di porre un limite superiore alla massa dell'antineutrino di circa 20 eV e contemporaneamente permetta una verifica dell'anomalia osservata da Simpson. Se nel frattempo si riescono a realizzare bolometri al Renio, in una seconda fase si può migliorare il limite, sempre con una decina di canali, portandolo a 9 eV in un anno di misura. Qualora questa strada si rivelasse impraticabile, ci proponiamo di realizzare un esperimento con il tritio con cento canali.

Ricordiamo che le conclusioni esposte sono basate su considerazioni semplici e che un'analisi dettagliata dei bolometri e del sistema criogenico non è inclusa in questa proposta e verrà riportata in seguito.

4. - APPENDICE.

Utilizzando lo spettro in⁽⁴⁾ con $Q = 18.6$ KeV, riferendoci a condizioni sperimentali che comportano una risoluzione FWHM $\Gamma = 18$ eV, si è valutato numericamente, in funzione della massa dell'antineutrino, il rapporto R tra l'area relativa ad un intervallo $\Delta E = 2\Gamma$ posto sulla coda dello spettro e l'area totale di tale spettro.

Tale valutazione è stata fatta sia utilizzando lo spettro in⁽⁴⁾ $[R_{th}]$, sia il risultato della convoluzione di tale spettro con una gaussiana relativa alla risoluzione sperimentale $[R_{exp}]$.

I risultati sono riportati in tab. A1

TABELLA A1

	$m_{\bar{\nu}} = 0$	$m_{\bar{\nu}} = 5$	$m_{\bar{\nu}} = 10$	$m_{\bar{\nu}} = 15$	$m_{\bar{\nu}} = 20$	$m_{\bar{\nu}} = 25$	$m_{\bar{\nu}} = 30$ (eV)
$[R_{exp}]$	$.151 \cdot 10^{-7}$	$.148 \cdot 10^{-7}$	$.137 \cdot 10^{-7}$	$.119 \cdot 10^{-7}$	$.954 \cdot 10^{-8}$	$.691 \cdot 10^{-8}$	$.435 \cdot 10^{-8}$
$[R_{th}]$	$.135 \cdot 10^{-7}$	$.131 \cdot 10^{-7}$	$.120 \cdot 10^{-7}$	$.101 \cdot 10^{-7}$	$.776 \cdot 10^{-8}$	$.503 \cdot 10^{-8}$	$.228 \cdot 10^{-8}$

In fig. 1 compare il rapporto tra R relativo a $m_{\bar{\nu}} \neq 0$ ed R relativo ad $m_{\bar{\nu}} = 0$, sia per R_{exp} sia per R_{th} .

La probabilità di pile up relativa all'intervallo ΔE è stata calcolata trascurando la convoluzione con la gaussiana sperimentale, in quanto si è verificato che lo spettro di pile up relativo a tale intervallo appare piuttosto piatto. Tale probabilità risulta essere $\Pi_{pile\ up} = .104 \cdot 10^{-2}$.

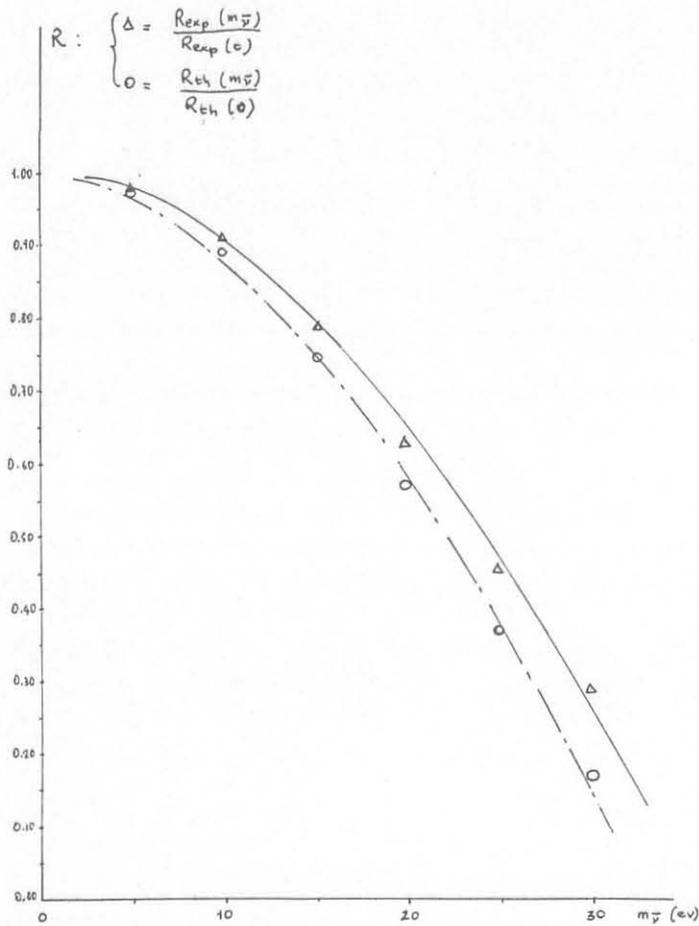


Fig. 1

5. - REFERENZE.

- 1) V. Lubimov et al. - The neutrino mass from the Tritium Beta spectrum in a valine. Proc. of the Int. Conf. on High Energy Physics, Leipzig, July 19-25, 1984; pp. 259-261.
- 2) A. Barone, G. Darbo, S. De Stefano, G. Gallinaro, A. Siri, R. Vaglio, S. Vitale - Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 234 (1985) 61-66.
- 3) S. Vitale, A. Barone, G. Darbo, G. Gallinaro, S. Siri - New detector and neutrino mass - Proceedings of the Int. School of physics of exotic atoms, Erice 1984.
- 4) J.J. Simpson - Phys. Rev. D 24-2971 (1981).
- 5) P.M. Downey, A.D. Jeffries, S.S. Mayer, R. Weiss, F.J. Bachner, J.P. Donnelly, W.T. Lindley, R.W. Mountain and D.J. Silversmith - Applied Optics 23, 910 (1984).
- 6) S.H. Moseley and J.C. Mather, D. Mc Cammon - J. Appl. Phys. 1257 (1984).
- 7) D. Mc Cammon, S.H. Moseley, J.C. Mather and R.F. Mushotzky- J. Appl. Phys. 56, 1263 (1984).
- 8) C. Boragno, U. Valbusa, G. Gallinaro, D. Bassi, S. Iannotta, F. Mori - Cryogenics 681 (1984).
- 9) K.E. Bergkvist - Phys. Lett. 154 B, 224 (1985).
- 10) J.J. Simpson - Phys. Rev. Lett. 54, no.17, 1891 (1985).
- 11) R.L. Brodzinski, D.C. Conway - Phys. Rev. 138, B1369 (1965).
- 12) E. Huster, H. Verbeek - Zeit. fur Physik 203, 435 (1967).