

10th International Workshop on: “Neutrino Telescopes

March 11-14, 2003

“Istituto Veneto di Scienze, Lettere ed Arti - Campo S.Stefano 2945
Venice

PRELIMINARY PROGRAMME

Tuesday, March 11, 2003

NEUTRINO OSCILLATIONS

9.15 Milla Baldo Ceolin (University of Padova)

Welcome

9.30 L. Radicati di Brozolo (SNS, Pisa)

The Bruno Pontecorvo Legacy

Chairman: G. Zatsepin (INR of RAS, Moscow)

10.00 J.N. Bahcall (Institute for Advanced Study, Princeton)

Solar Neutrinos and Solar Models

10.40 A.Yu. Smirnov (INR of RAS, Moscow & ICTP, Trieste)

The MSW Effect

11.20

C o f f e e B r e a k

Chairman: S. Bilenky (JINR, Dubna)

11.50 A. McDonald (Queen's University, Kingston)

The SNO and Solar Neutrinos

12.30 A. Suzuki (University of Tohoku)

The First Results from KamLAND

13.10 L u n c h

Chairman: M. Yoshimura (University of Tokyo)

14.40 T. Kajita (University of Tokyo)

SuperKamiokande Evidences for ν_μ Oscillations

15.20 Y. Suzuki (University of Tokyo)

The Super-Kamiokande Contribution to the Solar Neutrino Physics

16.00 C o f f e e B r e a k

Chairman: A. Bettini (University of Padova & LNGS)

16.30 V.N. Gavrin (INR of RAS, Moscow)

Contributions of the BAKSAN Laboratory to the Solar Neutrino Physics

17.10 T.A. Kirsten (Max-Planck-Institut, Heidelberg)

Contributions of the GRAN SASSO Laboratory to the Solar Neutrino Physics

17.50 R.L. Hahn (BNL, Upton)

The SNO Experiment

18.30 E n d o f t h e S e s s i o n

Wednesday, March 12, 2003

NEUTRINO MASS AND MIXING

Chairman: G. Wilquet (Université Libre de Bruxelles)

9.00 G.L. Fogli (University of Bari)

Neutrino Mixing Parameters

9.40 W.C. Louis (LANL, Los Alamos)

MiniBooNE

10.20 D. Harris (FERMILAB)

Prospects for Next Generation Long Baseline Oscillation Experiments

11.00 C o f f e e B r e a k

Chairman: K. Kleinknecht (University of Mainz)

11.40 S.F. King (University of Southampton)

Neutrino Mass, Flavour and CP Violation

12.20 K.J. Peach (CLRC - Rutherford Appleton Laboratory)

Neutrino Factories

13.00 L u n c h

Chairman: A. Morales (University of Zaragoza)

14.30 C. Rubbia (CERN)

Future Neutrino Physics

15.10 R.N. Mohapatra (University of Maryland)

The Problems of the Neutrino Mass

15.50 S. Petcov (SISSA/INFN & INRNE, Sofia)

Neutrino Mass and Neutrinoless Double Beta Decay

16.30 C o f f e e B r e a k

Chairman: V. Matveev (INR of RAS, Moscow)

17.00 F. Feruglio (University of Padova)

Models of Neutrino Masses and Mixings

17.30 A. Strumia (University of Pisa)

Neutrino Mass, a Phenomenological Review

18.00 C. Weinheimer (University of Bonn)

The Neutrino Mass Direct Measurements

18.30 E n d o f t h e S e s s i o n

Thursday, March 13, 2003

NEUTRINOS AND ASTROPHYSICS

Chairman: J. Schneps (Tufts University)

9.00 A. Dar (TIIT, Haifa & CERN)

Cosmic Neutrino Sources - Old and New

9.40 F. Halzen (University of Wisconsin, Madison)

High Energy Neutrino Astrophysics

10.20 P. Vogel (CALTECH)

Supernovae Neutrinos

11.00 C o f f e e B r e a k

Chairman: M. Block (Northwestern University)

11.30 M. Roncadelli (INFN, Pavia)

Searching for Dark Matter

12.10 R. Bernabei (University of Roma II)

DAMA Results

12.40 A. Nucciotti (University of Milano Bicocca)

Bolometric Measurements of Neutrino Mass

13.00 L u n c h

Chairman: T.S. Stanev (University of Delaware)

14.30 D. Fargion (University of Roma I)

Neutrinos and Ultra High Energy Cosmic Rays

15.00 M. Goodman (ANL, Argonne)

Projects for Underground Physics

15.30 S. Pakvasa (University of Hawaii)

Decays of High Energy Astrophysical Neutrinos

16.00 C o f f e e B r e a k

Chairman: J.J. Aubert (CNRS-IN2P3, Paris)

16.30 S. Hundertmark (Stockholm University)

New AMANDA Results

17.00 J. Brunner (CPPM, Marseille)

ANTARES

17.30 G. Fiorentini (University of Ferrara)

Neutrinos from San Marco and below

18.00 F. Buccella (University of Napoli)

Neutrino Oscillations and Leptogenesis

18.30 E n d o f t h e S e s s i o n

Friday, March 14, 2003

NEUTRINOS AND COSMOLOGY

Chairman: L.R. Sulak (Boston University)

9.00 G. Altarelli (CERN & University of Roma III)

Neutrinos and Physics beyond the SM

9.40 Q. Shafi (University of Delaware)

Where does the Standard Model come from?

10.20 A. De Rujula (CERN)

Gamma Ray Bursts and the Sociology of Research

11.00 C o f f e e B r e a k

Chairman: D. Haidt (DESY)

11.40 S. Pastor (IFIC, Valencia)

Relic Neutrinos

12.20 S. Matarrese (University of Padova)

Dark Energy

13.00 L u n c h

Chairman: B.C. Barish (CALTECH)

14.30 A. Masiero (University of Padova)

Cosmology and Microworld

15.10 W. Buchmuller (DESY)

Neutrino and Matter-Antimatter Asymmetry in the Universe

15.50 T. Damour (IHES, Bures-sur-Yvette)

Cosmology: Varying Constants

16.30 C o f f e e B r e a k

Chairman: W.F. Fry (University of Wisconsin, Madison)

17.00 S. Glashow (University of Boston)

Fact and Fancy in Neutrino Physics

18.00 E n d o f t h e C o n f e r e n c e

Limiti cosmologici sulla massa dei neutrini (cenni qualitativi)

Teorema di Hubble: l'espansione dell'universo é isotropa. Dalla meccanica newtoniana ne consegue che l'energia totale di una massa di prova m a distanza $R(t)r$ da un punto generico dell'universo é:

$$E = T + V = -1/2(\dot{R}r)^2 m + \frac{GMm}{Rr} = \text{costante}$$

dove $R(t)$ é il parametro che tiene conto dell'espansione di Hubble, $M = 4/3\pi\rho(R(t)r)^2$ é la massa contenuta nella sfera di raggio $R(t)r$

Relativitá generale: si ritrova la stessa equazione con la costante quantificata:

Equazione di Friedman:

$$\dot{R}^2 - \frac{8}{3}\pi G\rho R^2 = -kc^2$$

$k=1$: espansione infinita

$k=0$: universo piatto

$k=-1$: big crunch

La densitá critica ρ_c per cui l'universo risulta piatto é cosí:

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$$

dove $H = \dot{R}/R$ é la costante di Hubble: $H = h \cdot 100 km s^{-1} Mpc^{-1}$, h é un fudge factor (o costante di Hubble normalizzata) il cui miglior valore sperimentale é $h \simeq 0.7 \pm 0.07$

$$\rho_c = 1.88 \cdot 10^{-26} h^2 kg m^{-3} = 1.05 \cdot 10^4 h^2 eV cm^{-3}$$

Si introduce infine un parametro di densitá Ω come il rapporto fra la densitá attuale e la densitá critica:

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c} = \frac{8\pi G\rho}{3H^2}$$

Per il modello inflazionario i valori stabili di Ω sono 0, ∞ , 1 per cui c'é un forte

bias verso il valore $\Omega = 1$, fortemente supportato dalle misure dello spettro di potenza del fondo di microonde.

Dalle osservazioni astronomiche il contributo a Ω della materia luminosa é

$$\Omega_{lum} \simeq 0.01 h^{-2}$$

mentre il contributo a Ω della radiazione a microonde é

$$\Omega_{mw} \simeq 2.5 \cdot 10^{-5} h^{-2}$$

- Dalla cosmologia del Big-Bang: la densità dei neutrini relitti é $3/11$ della densità di fotoni $\rightarrow 115(\nu + \bar{\nu}) \text{ cm}^{-3}$ per sapore, a $T = 1.9^\circ K$. Ovunque nell'universo. Questo risultato deriva solamente da quando escono di equilibrio i processi $e^+e^- \rightarrow \gamma$, $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$ e dalle diverse statistiche (Bose-Einstein vs. Fermi-Dirac).
- La densità di neutrini:

$$\Omega_\nu = \frac{\rho_\nu}{\rho_c} = \sum_\nu m_\nu [eV] / 93 h^{-2}$$

Dalle osservazioni $\Omega_m h^2 \simeq 0.15$ per cui (limite di Gerstein-Zeldovich):

$$\sum_i m_i < 14 \text{ eV} \quad (95\%CL)$$

- Big-bang nucleosintesi (di ^4He , ^3He , ^2H , ^7Li) prevede:

$$\sum m_\nu \leq 16 \text{ eV} \quad (95\%CL)$$

Massa dei neutrini e anisotropie cosmologiche.

In cosmologia i neutrini hanno una lunghezza caratteristica: é il cammino che compiono da quando escono di equilibrio a quando, per red-shift, diventano non-relativistici, e possono di nuovo essere intrappolati come le altre componenti della dark matter. Quest'ultima condizione: $p_\nu \simeq m_\nu$ dipende chiaramente dalla loro massa.

Finché viaggiano indisturbati (free-stream) a velocità relativistiche i neutrini drenano energia e modificano le distribuzioni di disomogeneità di energia. La soppressione di potenza alle piccole scale é espressa dalla relazione:

$$\frac{\Delta P}{P} \simeq -8 \frac{\Omega_\nu}{\Omega_m}$$

La scala caratteristica é data dalla relazione

$$k_{nr} \simeq 0.03 (m_\nu/1\text{eV})^{1/2} \Omega_m^{1/2} h \text{ Mpc}^{-1}$$

k_{nr} é la trasformata di Fourier della coordinata spaziale r , o volendo é legato alla lunghezza caratteristica λ dalla relazione $\lambda = 2\pi/k$.

$$\lambda_{nr} \sim 1200 \text{ Mpc } m_\nu^{-1} (\text{eV})$$

La massa di neutrini é quindi influente sulle distribuzioni di anisotropie di densità di energia, che sono le misure piú interessanti e precise della cosmologia degli ultimi 10 anni.

- **Distribuzione di materia nell'universo** (distribuzione e disomogeneita' degli ammassi di galassie). Scala caratteristica: $d \sim 1 - 200$ Mpc. astro-ph/0204152, 2dFGRS, survey di 220000 galassie:

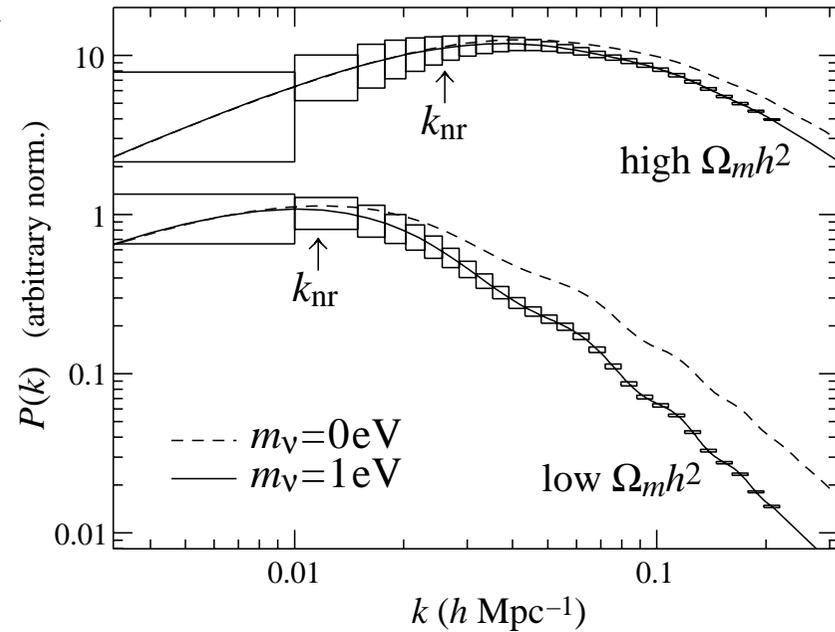
$$\sum m_\nu \leq 1.8 \text{ eV} \quad (95\%CL)$$

- **Cosmic Microwave Background (CMB)+ strutture a grande scala.** Scala caratteristica $d \sim 100 - 200$ Mpc. Dopo gli ultimi dati di WMAP (astro-ph/0302209).

$$\sum_i m_i < 0.25 \text{ eV} \quad (95\%CL)$$

- **Lyman α forests:** i quasar sono fra gli oggetti piú antichi del cosmo. Emettono linee spettrali per le transizioni $2p \rightarrow 1s$ (Li α). Queste sono redshifted e piú importante hanno linee di assorbimento associate alle distribuzioni di materia che i fotoni incontrano. Questa foresta di linee di assorbimento é cosí correlata alla distribuzione di materia e quindi alle sue anisotropie. Scala caratteristica $d \sim 0.1 - 10$ Mpc.

$$\sum_i m_i < 5.5 \text{ eV} \quad (95\%CL)$$



Neutrini da SuperNova

Energia ΔE_B emessa da una supernova:

$$\Delta E_B \sim \frac{GM_{CORE}^2}{R_n(star)} \sim 2 \times 10^{53} \text{ ergs.}$$

{	$\leq 1\%$	energia cinetica, radiazione e.m.						
	99%	neutrini	<table border="0" style="display: inline-table; vertical-align: middle;"> <tr> <td style="padding: 0 5px;">{</td> <td style="padding: 0 5px;">ν_e dall'esplosione</td> <td style="padding: 0 5px;">$\sim 1\%$</td> </tr> <tr> <td style="padding: 0 5px;"></td> <td style="padding: 0 5px;">$\nu\bar{\nu}$ dal cooling</td> <td style="padding: 0 5px;">99%</td> </tr> </table>	{	ν_e dall'esplosione	$\sim 1\%$		$\nu\bar{\nu}$ dal cooling
{	ν_e dall'esplosione	$\sim 1\%$						
	$\nu\bar{\nu}$ dal cooling	99%						

$$\langle E_{\nu_e} \rangle \sim 12 \text{ MeV}$$

$$\langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle \sim 15 \text{ MeV}$$

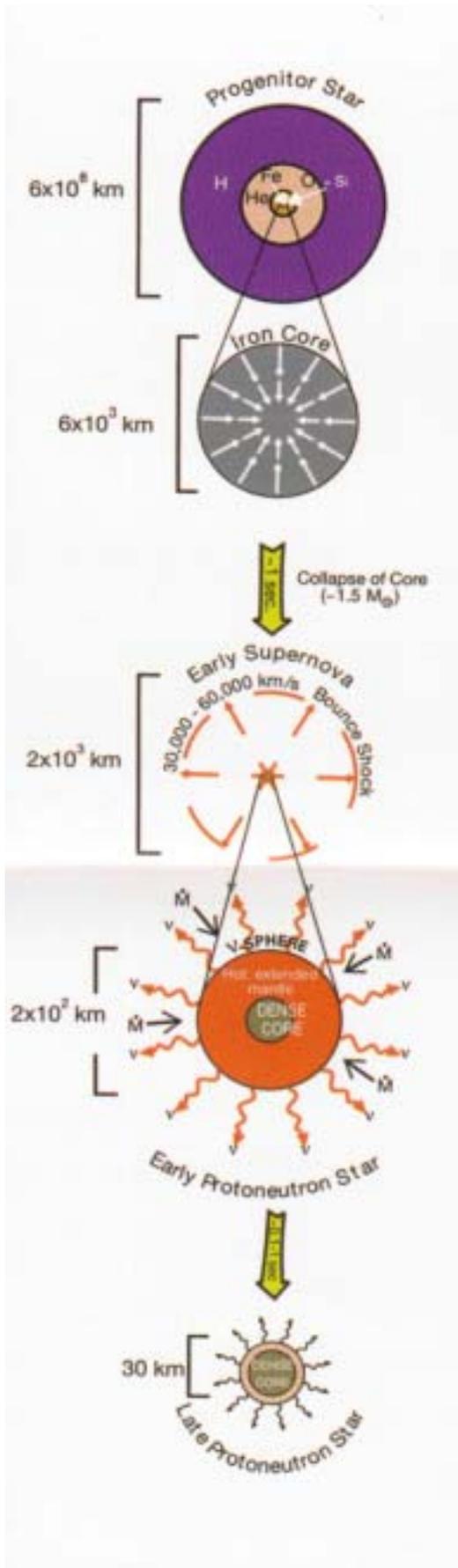
$$\langle E_{\nu_\mu, \nu_\tau} \rangle \sim 18 \text{ MeV}$$

SCALA DEI TEMPI:

$$\Delta t \sim 10s,$$

$\sim 50\%$ nel primo secondo

É possibile un ripido cutoff se si forma un buco nero.



Supernovae: massa dei neutrini dal tempo di volo

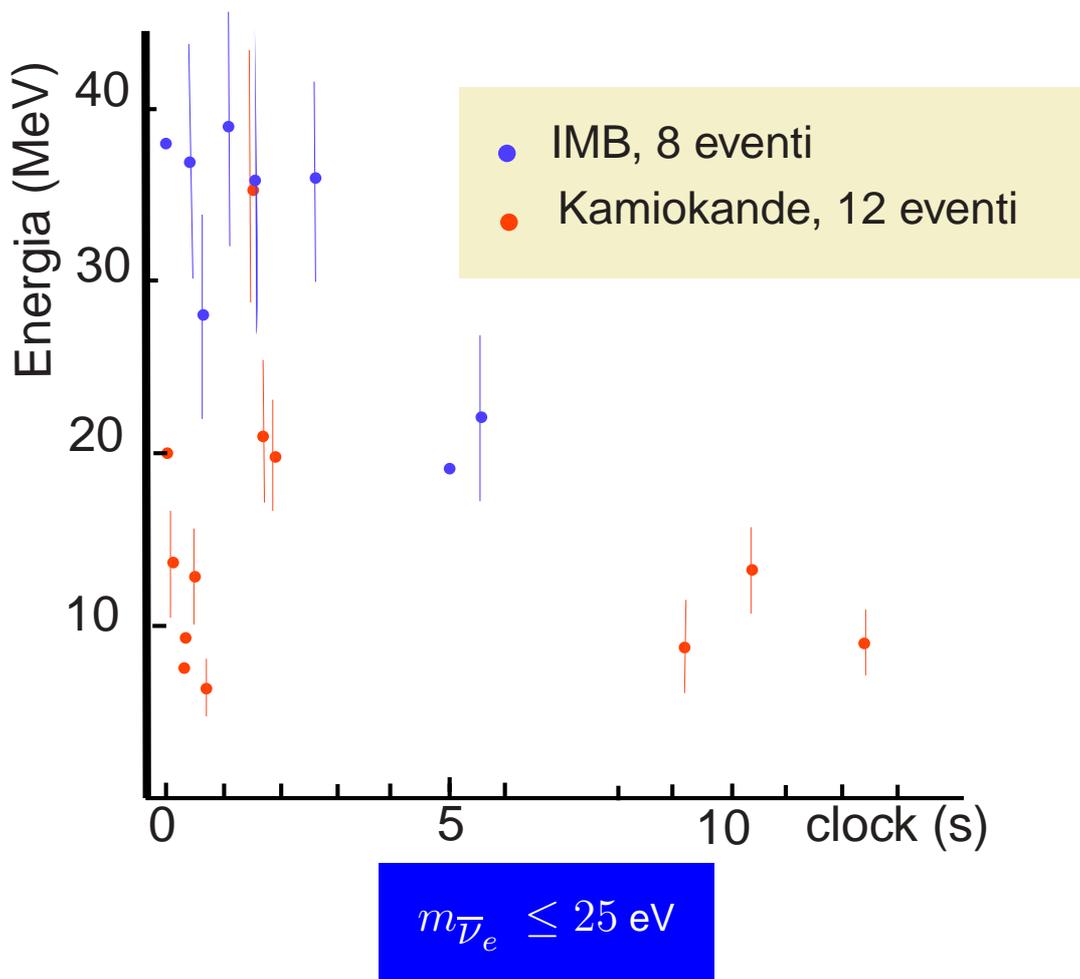
La massa dei neutrini può essere misurata misurando il sapore, l'energia e il tempo di arrivo di ogni neutrino.

$$\Delta t(E_\nu) = 0.515 \left(\frac{m[eV]}{E[MeV]} \right)^2 D[kpc]$$

Dato che il tempo di emissione Δt è finito, e conosciuto solo attraverso i modelli, si possono ricavare SOLAMENTE upper limits sulla massa dei neutrini.

ESPLOSIONE DI SN1987A

$\bar{\nu}_e$ rivelati attraverso $\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+$ nei rivelatori IMB e Kamiokande.



Cosa si potrà imparare dalle prossime esplosioni

- **FISICA DEI NEUTRINI**

- Massa dei ν_e non competitiva con i limiti di laboratorio
- Massa ν_μ , ν_τ fino a 10 eV, attraverso il ritardo relativo di questi neutrini rispetto ai ν_e
- Oscillazioni attraverso gli spettri dei neutrini, e confronti fra CC e NC

- **FISICA DELLE SUPERNOVAE**

- Meccanismo di esplosione
- Raffreddamento della proto-stella di neutroni
- Formazione dei buchi neri

- **ASTRONOMIA DALL' "EARLY ALERT"**

- I neutrini arrivano con qualche ora di anticipo rispetto alla luce. Questo perché i fotoni sono "intrappolati" dalla supernova. Le interazioni di scattering elastico possono dare una indicazione della direzione di provenienza

Per fare tutto questo servono molti piú neutrini di quelli raccolti da IMB e KAMIOKA (~ 100 interazioni per un rivelatore di 1 kton e una SN a 10 kpc.)

Rivelatori di SuperNovae

Rivelatore	Tipo	Massa (kton)	Soglia (MeV)	Sito	Eventi (@8.5kpc)	Direzione	Spettro	Start
Super-K	Cerenkov	32	5	Japan	5000	Si	Si	Run
SNO	H_2O	1.4	5	Canada	300	Si	Si	Run
	D_2O	1	5	Canada	450	Si	Si	
LVD	Scint	1	7-10	LNGS	250	No	Si	Run
KAMLAND	Scint	1	2	Japan	300	No	Si	2002
BOREX	Scint.	0.3	0.2	LNGS	100	No	Si	2004
Baksan	Scint.	0.33	8	Russia	50	No	Si	Run
Amanda	Ice Ceren	$M_{eff} \sim 0.4/\text{pmt}$	0.5	Polo Sud	20000	No	No	Run

Questi rivelatori formano il network SNEWS per il “trigger dei neutrini da supernovae. Fanno parte del network anche le antenne gravitazionali.

Most of the parameters are waiting to be measured

δm_{23}^2



θ_{23}



δm_{12}^2



θ_{12}



θ_{13}



δ_{CP}



Mass hierarchy



Σm_ν



Dirac/Majorana



laboratory constraint on the main massive component of ν_e

Tritium β -decay: $m_{\nu_e} < 2.2 \text{ eV}$ (95% C.L.)

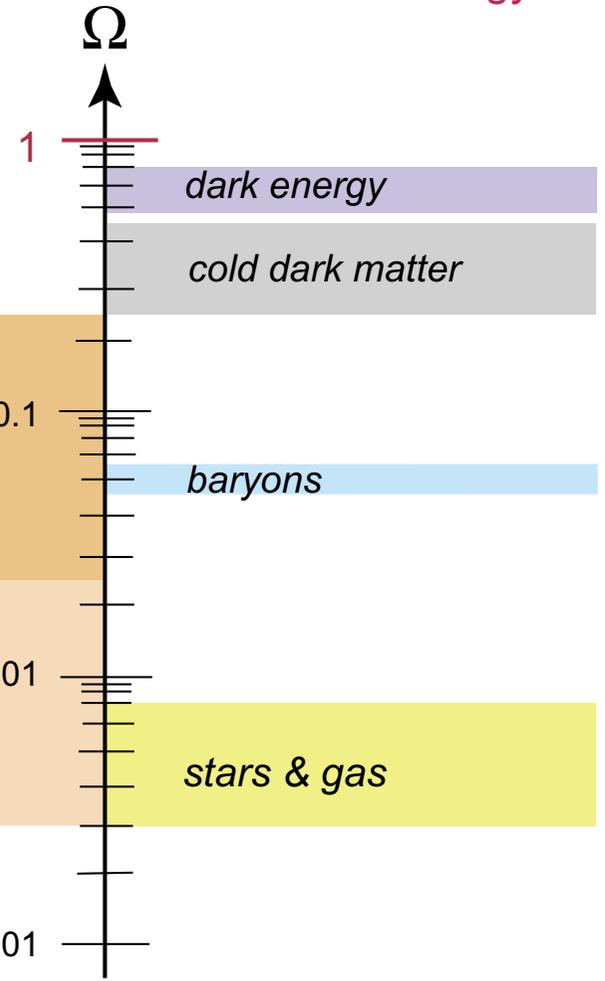
[Mainz, Troitsk, hep-ex/0210050]

neutrino HDM

matter & energy

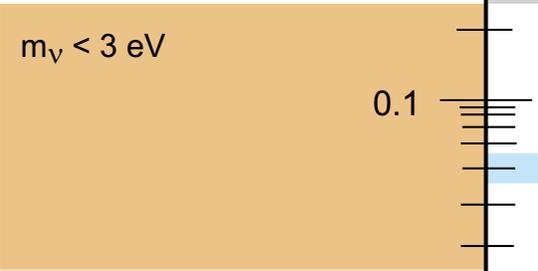
$$\Omega_\nu h^2 = \sum m_\nu / 92 \text{ eV}$$

Hubble Parameter $h = 0.65$ (65 km/s/Mpc)



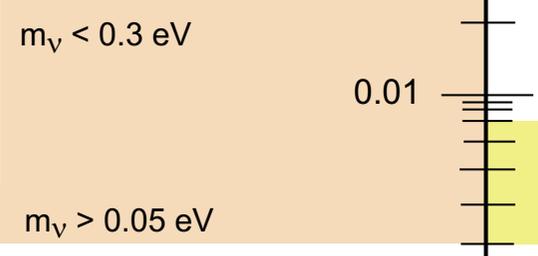
$\Omega_\nu < 0.25$

*structure formation
tritium experiments*



$\Omega_\nu < 0.025$

KATRIN



$\Omega_\nu > 0.003$

Super-Kamiokande



Future: KATRIN

[KATRIN, hep-ex/0109033]

Che cosa misurano veramente gli esperimenti β e $\beta\beta$?

Le quantità misurate dagli esperimenti β and $0\nu 2\beta$ possono essere scritte in termini delle masse m_i , degli angoli di mixing θ_{ij} e delle fasi di Majorana (che violano CP) α e β :

$$m_{\nu_e} = \left(\sum_i |V_{ei}^2| m_i^2 \right)^{1/2} = \left(\cos^2 \theta_{13} (m_1^2 \cos^2 \theta_{12} + m_2^2 \sin^2 \theta_{12}) + m_3^2 \sin^2 \theta_{13} \right)^{1/2} \quad (1)$$

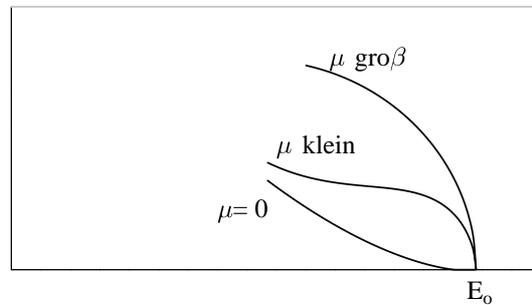
$$|m_{ee}| = \left| \sum_i V_{ei}^2 m_i \right| = \left| \cos^2 \theta_{13} (m_1 \cos^2 \theta_{12} + m_2 e^{2i\alpha} \sin^2 \theta_{12}) + m_3 e^{2i\beta} \sin^2 \theta_{13} \right|. \quad (2)$$

In entrambe le formule si possono identificare i contributi singoli delle tre masse m_i .

1. m_{ν_e} dipende dai parametri di oscillazione e dalla massa dei neutrini, mentre m_{ee} è anche sensibile alle fasi di Majorana.
2. Il contributo di m_2 a m_{ν_e} e m_{ee} è sempre diverso da zero (in caso di gerarchia di massa inversa questo è vero per m_1).
3. Essendo $|V_{ei}| \leq 1$, i fattori di mixing sopprimono maggiormente i contributi m_i su m_{ee} rispetto a m_{ν_e} . Per esempio, per il best-fit alla soluzione LMA $V_{e2}^2 \approx 1/3 \rightarrow$ contributi di m_2 a m_{ν_e} del 70% maggiori di quelli a m_{ee} . I contributi di m_3 sono soppressi dal piccolo valore di θ_{13} .
4. Sia m_{\min} la più piccola delle masse dei neutrini: $m_{\min} = m_1$ ($m_{\min} = m_3$) nel caso della gerarchia normale (invertita). Aumentando m_{\min}^2 aumenta proporzionalmente $m_{\nu_e}^2$, e m_{ν_e} è sempre maggiore di m_{\min} .
Al contrario l'andamento di m_{ee} in funzione di m_{\min} è meno evidente.
5. Cosa più importante, mentre i contributi a m_{ν_e} sono tutti positivi, i contributi a m_{ee} possono cancellarsi per particolari valori delle fasi di Majorana.

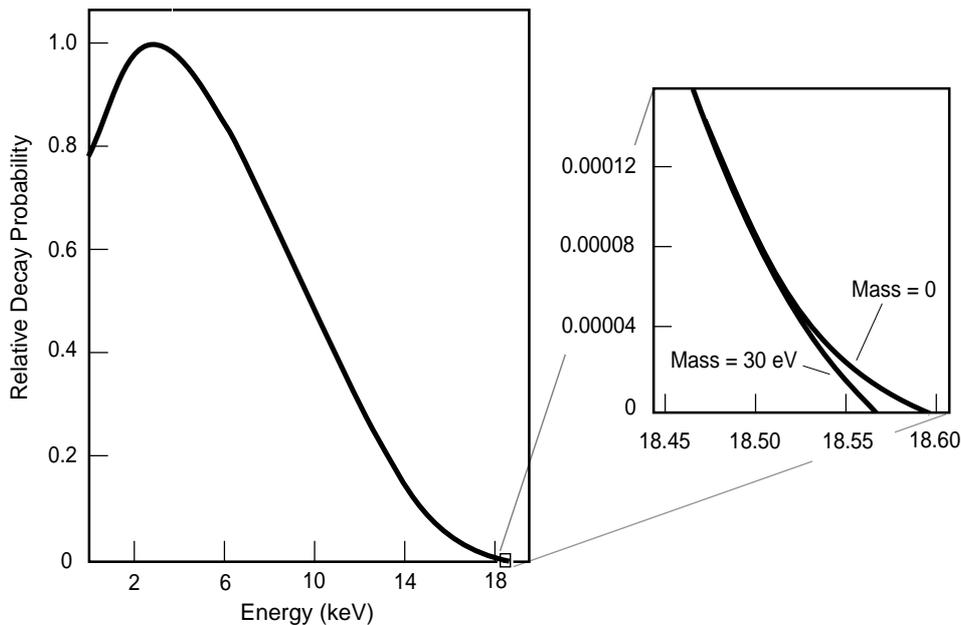
Misure dirette sulle masse dei neutrini

Negli spettri β l'eventuale massa del neutrino modifica la forma dello spettro degli elettroni vicino all'endpoint E_0 .



Da E. Fermi, "Versuch einer Theorie der beta-Strahlen", Z.Phys.88, 161-77 (1934)

L'effetto é comunque molto piccolo



Spettro dell'elettrone:

$$\frac{dN}{dE} = G_F^2 \frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3 h^7} \cos^2(\theta_C) |M|^2 F(Z, E) p E (E_0 - E) [(E_0 - E)^2 - m_\nu^2]^{1/2}$$

Nel contesto di mixing fra neutrini gli esperimenti misurano

$$m_{\nu_e}^2 = \sum_j |U_{ej}^2| m_j^2$$

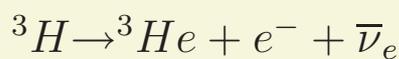
Spettro dell'elettrone:

$$\frac{dN}{dE} = G_F^2 \frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \cos^2(\theta_C) |M|^2 F(Z, E) p E (E_0 - E) [(E_0 - E)^2 - m_\nu^2]^{1/2}$$

- massima energia dell'elettrone: $E_e^{Max} = E_0 - m_\nu = M_i - M_f - m_\nu$
- M_i, M_f : massa atomica iniziale e finale.
- $F(Z, E)$: correzione Coulombiana
- L'effetto della massa del neutrino é visibile solo vicino a E_0 .
- La frequenza vicino a E_0 dipende dalla massima energia cinetica dell'elettrone $Q (= E_0 - m_e)$ ed é proporzionale a $(\Delta E/Q)^3$.

E' necessario scegliere nuclei con il piú piccolo valore di Q e con una alta frequenza di decadimenti (vita media breve).

Decadimento β del Trizio:



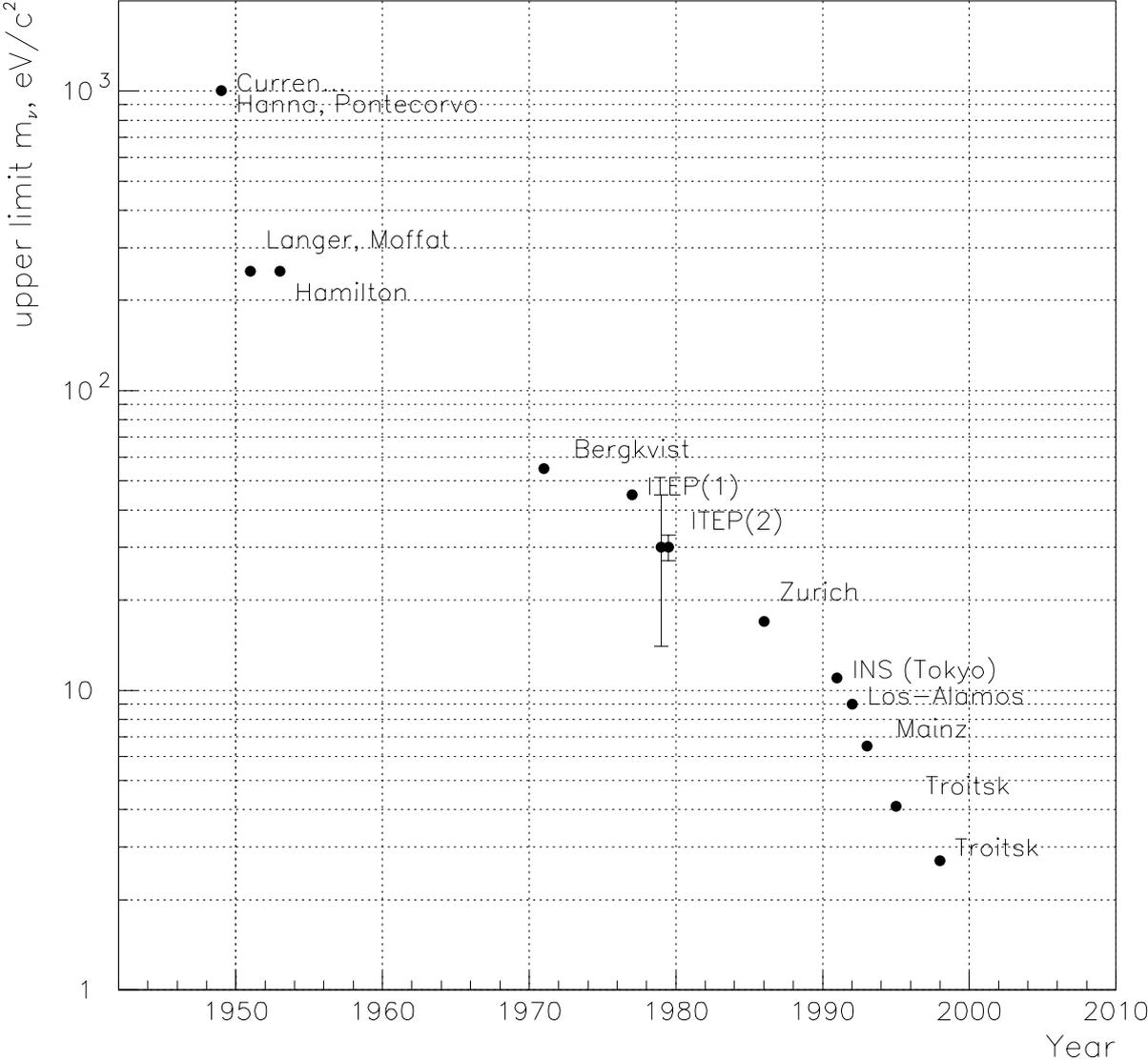
Miglior candidato:

energia totale del decadimento:

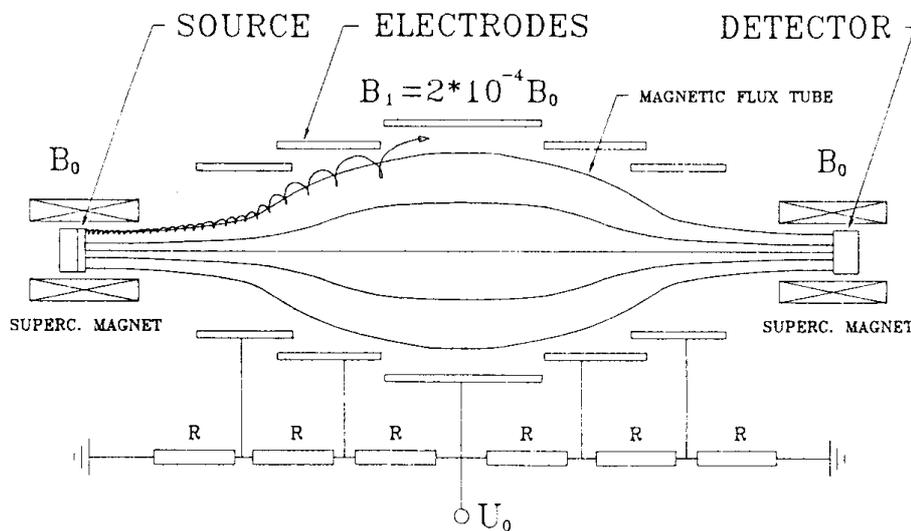
$$E_0 \simeq 18.6 \text{ KeV}$$

Decadimenti nella zona sensibile dell'end-point $\sim 10^{-10}$ decadimenti totali.

Progresso del limite superiore della massa dei neutrini dell'elettrone



Principio di funzionamento dello spettrometro solenoide a potenziale elettrostatico frenante



L'energia cinetica dell'elettrone nel solenoide é:

$$T = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mv_{\perp}^2 + \frac{1}{2}v_z^2 = T_{\perp} + T_z = T_0 = \text{cost} \quad (\text{moto in campo magnetico})$$

$$v_{\perp} = \omega r, \quad mv_{\perp}r = \text{cost} \quad (\text{conservazione del momento angolare}). \Rightarrow$$

$$\Rightarrow T_{\perp} = \frac{1}{2}mv_{\perp}^2 = \frac{1}{2}mv_{\perp}r\omega \propto B$$

$$B_1 = \frac{B_0}{5000} (\simeq 1.7 \times 10^{-3} T) \Rightarrow T_{\perp}(B_1) = \frac{T_{\perp}(B_0)}{5000}$$

\Rightarrow Nella regione di campo debole B_1 la traiettoria diventa quasi parallela a z .

\Rightarrow Applicando un potenziale elettrostatico frenante U_0 , la condizione di trasmissione degli elettroni nel secondo solenoide diventa

$$T_z(B_1) = T_0 - 2 \times 10^{-4} T_{\perp}(B_0) \geq eU_0 (= T_{min})$$

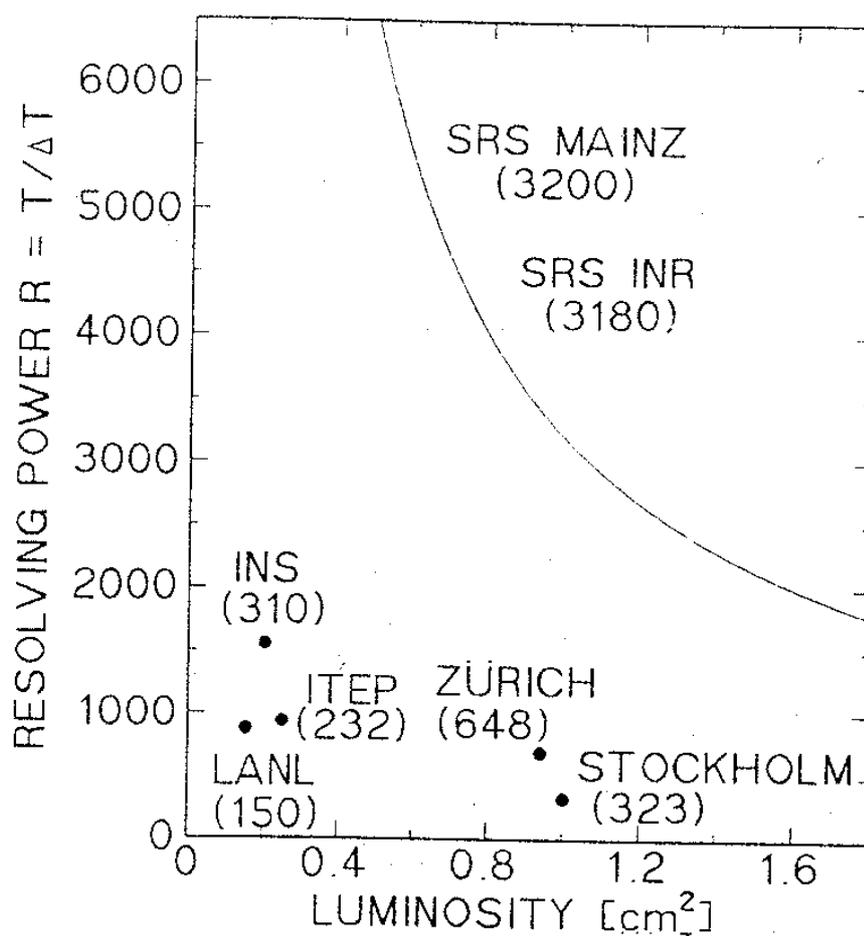
\Rightarrow L'intervallo di energia trasmesso é

$$T \geq T_{min}(1 - 2 \times 10^{-4})$$

$$\Delta T = 2 \times 10^{-4} T_{min}$$

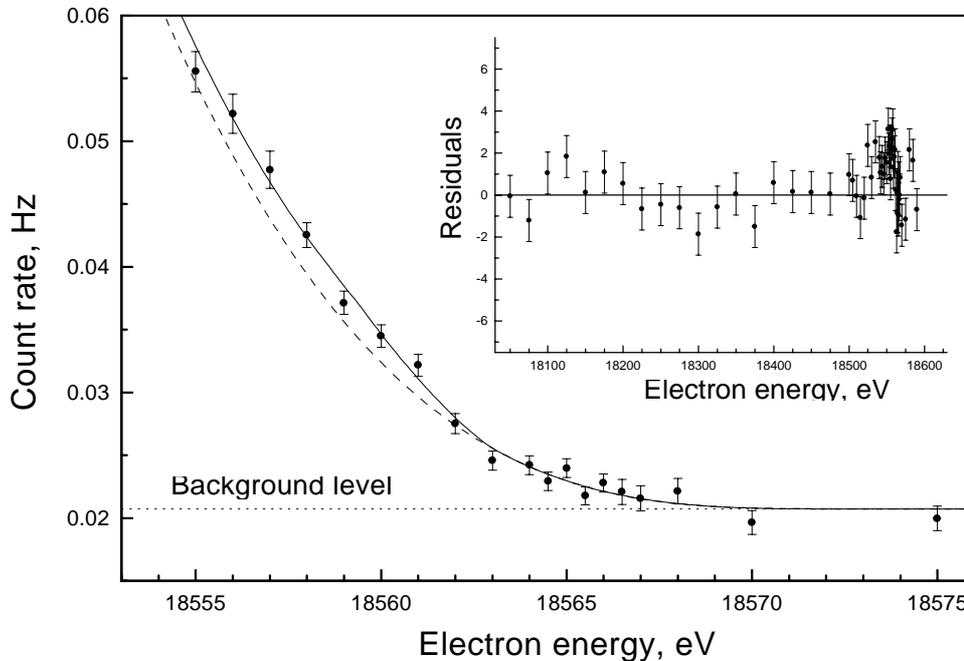
Per $T_{min} = 18.6 \text{ KeV}$ la risoluzione é $\Delta T \simeq 3.7 \text{ eV}$.

- Risoluzione energetica eccellente
- Grande accettazione geometrica e quindi grande luminosità
- É uno spettrometro INTEGRALE, incapace di misurare picchi di emissione



Il problema delle masse quadrate negative

Nonostante l'estrema cura con cui sono seguiti i possibili effetti sistematici, qualcosa di imprevisto é presente nello spettro vicino all'endpoint.

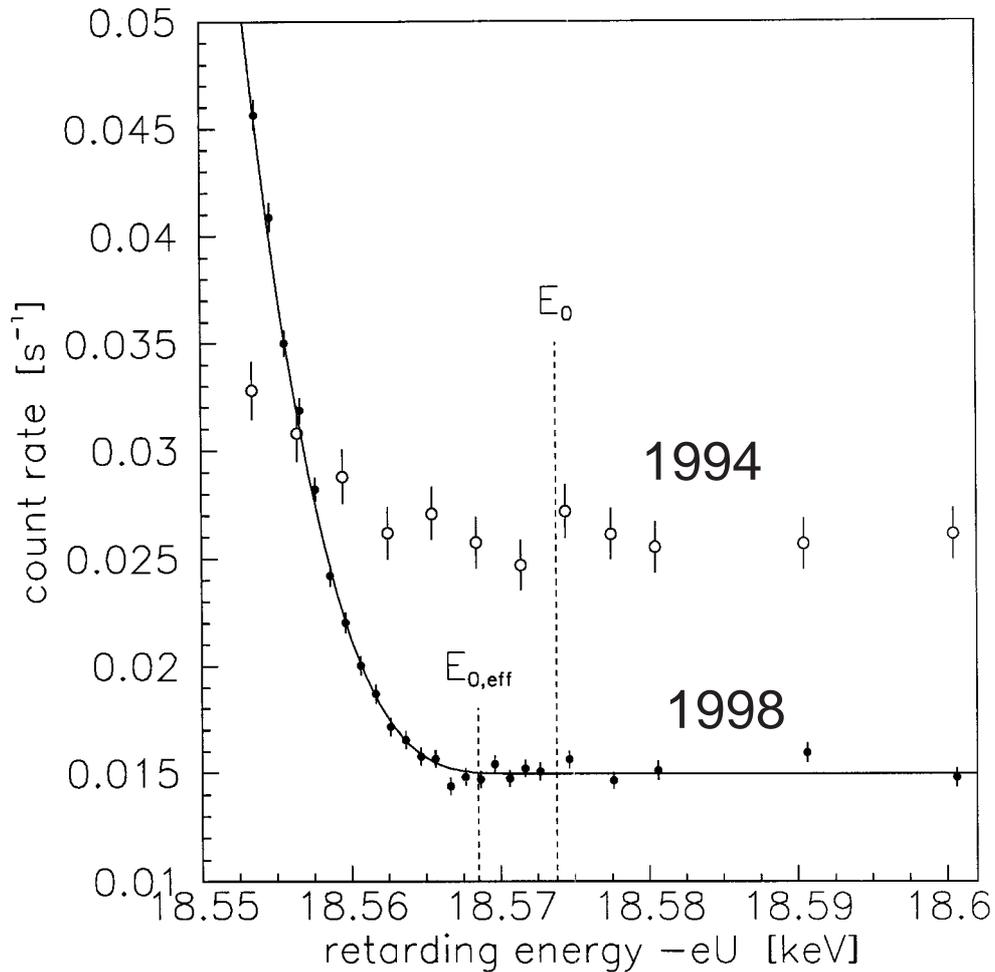


L'eccesso di conteggi é presente sia nell'esperimento di Mainz che in quello di Troitsk (i due esperimenti piu' sensibili in corso). Entrambi gli esperimenti trovano come miglior fit allo spettro un valore negativo di m_ν^2 .

L'origine dell'eccesso di conteggi non é ancora stabilita, entrambi gli esperimenti aggiungono una step function arbitraria (2 parametri aggiuntivi: posizione ed altezza) alla funzione di fit, in questo caso m_ν^2 risulta ancora negativa ma compatibile con zero entro gli errori.

Particle Data Book 1998: "...Unexpected effects have resulted in significantly negative m_ν in the new, precise tritium beta decay experiments. It is felt that a real neutrino mass as large as 10-15 eV would cause observable spectral distortions even in the presence of the end-point count excess.

Dal 1997, i due esperimenti hanno lavorato pesantemente per migliorare gli spettrometri e capire l'eccesso di conteggi vicino all'endpoint:



L'esperimento Troitsk continua a trovare l'eccesso di conteggi all'end-point, con la curiosa caratteristica che l'ampiezza e la posizione dell'eccesso varia nel tempo con un periodo di 6 mesi (generando fantasiose spiegazioni). Il fit con la step function é:

$$m_\nu^2 = -1.0 \pm 3.0(stat) \pm 2.1(syst), eV^2 \Rightarrow m_\nu < 2.5 eV (95\%CL)$$

L'esperimento Mainz non ha quasi piú trovato l'eccesso nei run degli ultimi due anni, la misura negli ultimi 15 eV (dove il bump é già scomparso) dá:

$$m_\nu^2 = 0.6 \pm 2.8(stat) \pm 2.5(syst), eV^2 \Rightarrow m_\nu < 2.2 eV (95\%CL)$$

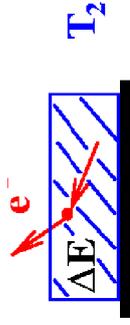
Investigation and improvement of systematics

● Roughening transition of T_2 film



(higher energy losses)
 (problems in 1991 and 1994)
 (\Rightarrow negative $m^2(v)$ problem)

● Inelastic scattering



Determination of dynamics: $\Delta E = (45 \pm 6) k_B K$

\Rightarrow no roughening transition below 2 K

L. Fleischmann et al., J. Low Temp Phys. **119** (2000) 615, (with P. Leiderer

L. Fleischmann et al., Eur. Phys. J. **B16** (2000) 521 Konstanztz)

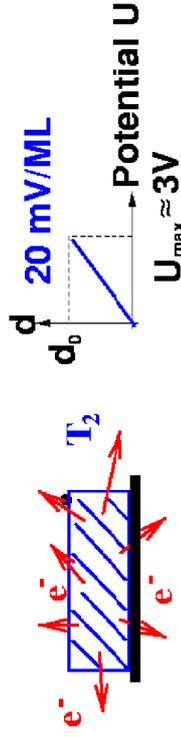
Determination of cross section:

$$\sigma_{tot} = (2.98 \pm 0.16) \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$$

Determination of energy loss function:

V.N. Aseev et al., Eur. Phys. J. **D10** (2000) 39

● Self charging of T_2 film



Determination of critical field:

$$E_c = (63 \pm 4) \text{ MV/m}$$

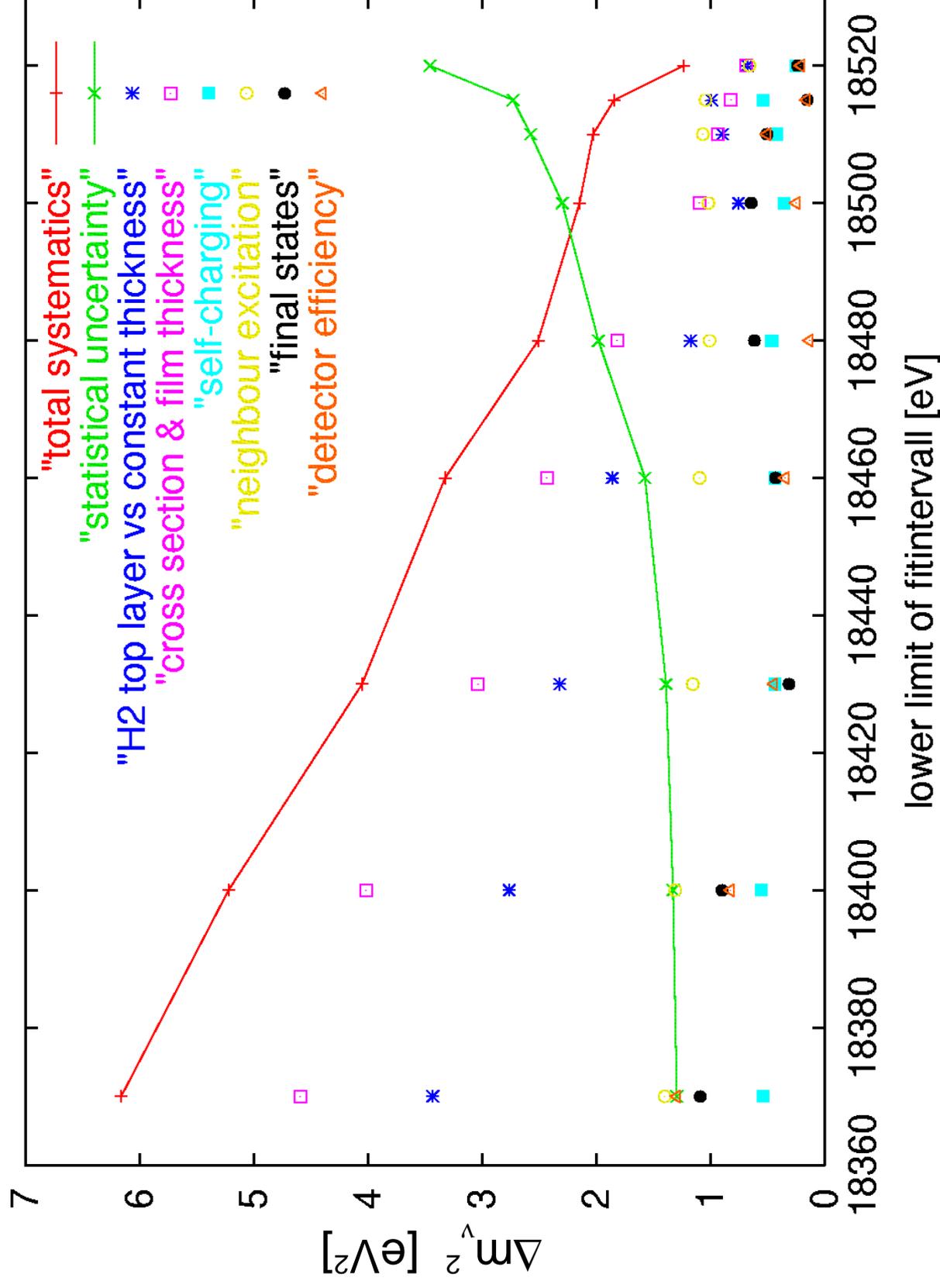
\Rightarrow slight broadening of energy resolution

H. Barth et al., Prog. Part. Nucl. Phys. **40** (1998) 353,

B. Bornschein et al., J. Low Temp. Phys., April 2003

Statistical and systematic uncertainties

Mainz 1998–2001 data



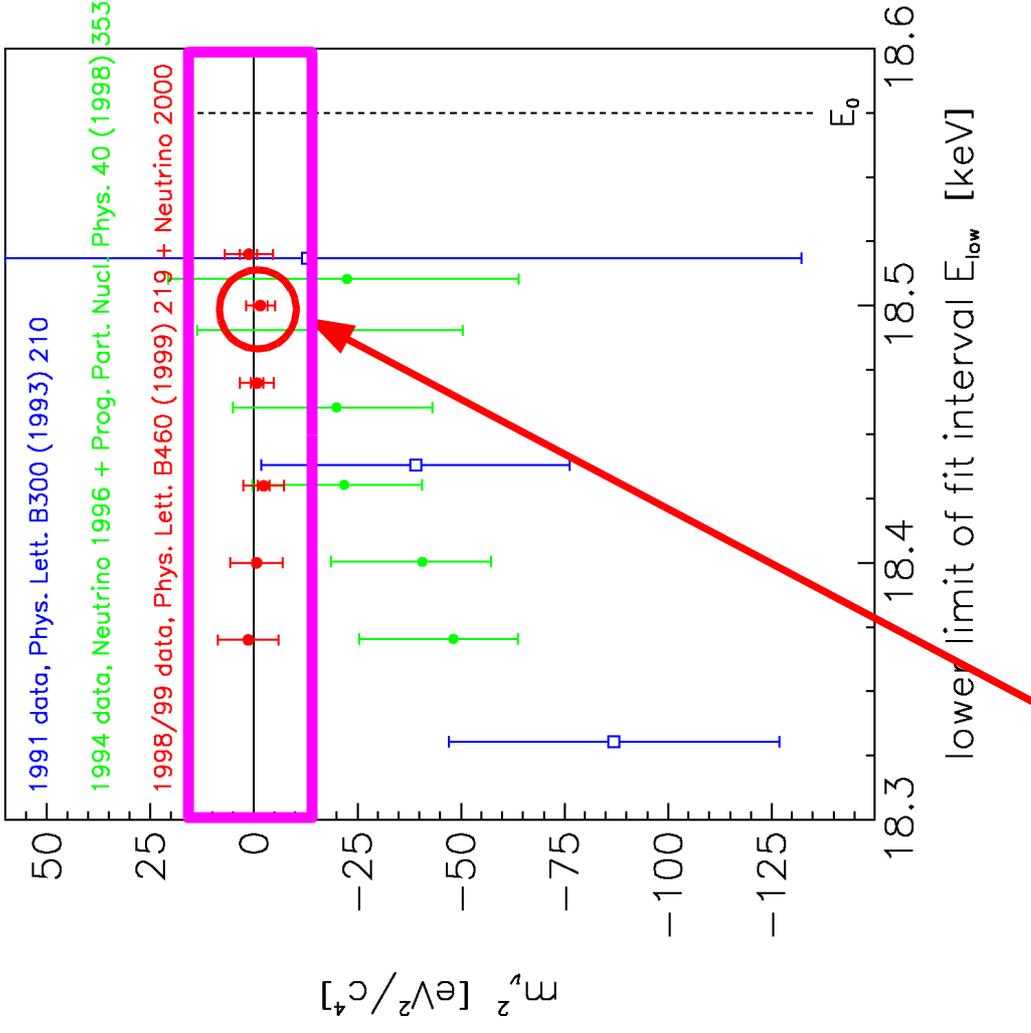
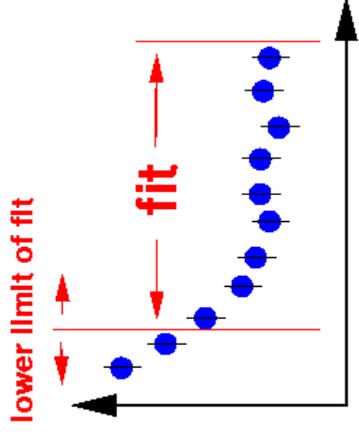
Risultati sperimentali sulla massa del ν_e

Esperimento	m_{ν}^2 (eV^2)	Limite (95% CL)	Anno
Mainz	$0.6 \pm 2.8 \pm 2.1$	2.5	2000
Troitsk	$-1.0 \pm 3.0 \pm 2.1$	2.5	2000
Zurich	$-24 \pm 48 \pm 61$	11.7	1992
Tokyo INS	$-65 \pm 85 \pm 65$	13.1	1991
Los Alamos	$-147 \pm 68 \pm 41$	9.3	1991
Livermore	$-130 \pm 20 \pm 15$	7.0	1995
China	$-31 \pm 75 \pm 48$	12.4	1998
PDG 2000		≤ 3	2000

PDG 2000: ... *They both find that unknown effects cause an accumulation of events near the end point of the electron spectrum. If the fitting hypothesis or data selection does not account for this, unphysical negative values of $m_{\nu_e}^2$ are obtained.*

... *we take $m_{\nu_e} \leq 3$ eV as our evaluation*

Former problem of negative $m^2(\nu)$

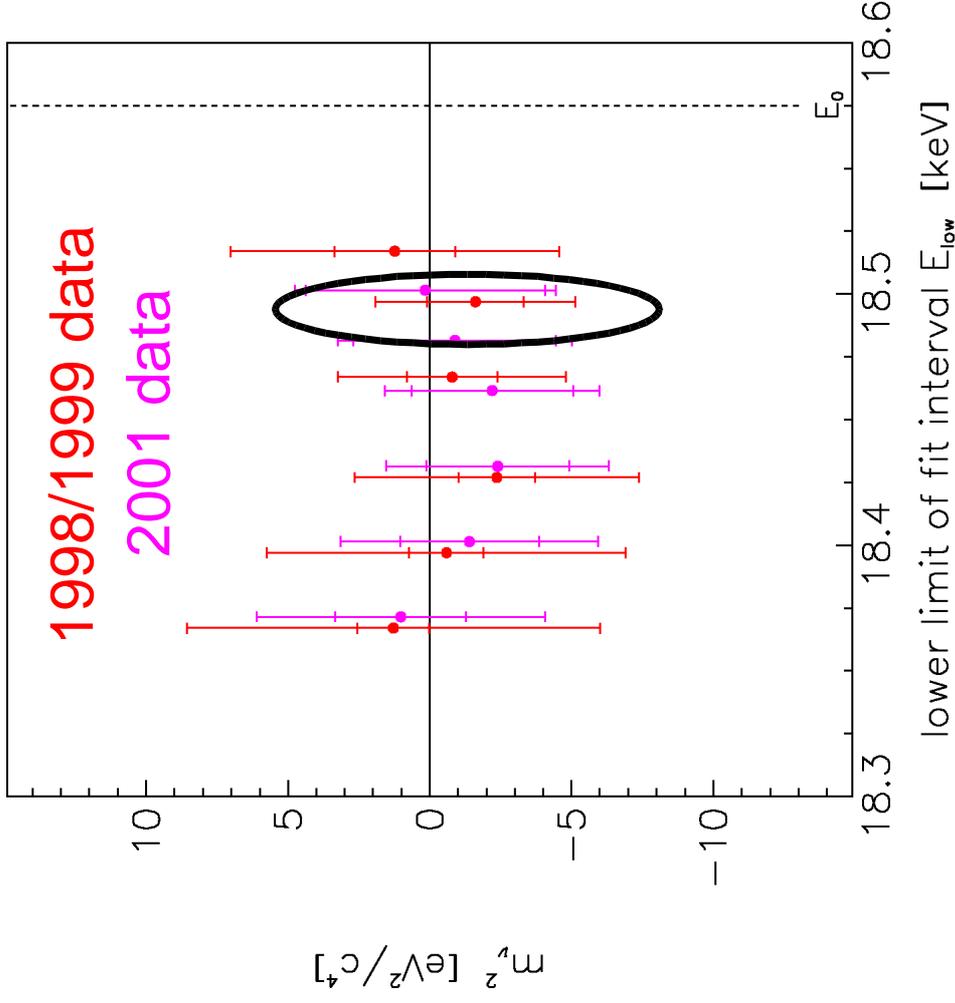
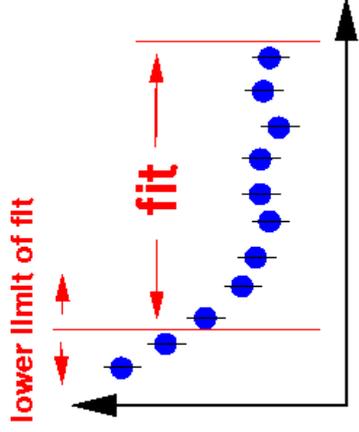


$$m^2(\nu) = -1.6 \pm 2.5 \pm 2.1 \text{ eV}^2 \quad (\chi^2/\text{d.o.f.} = 125/121)$$

$$\Rightarrow m(\nu) < 2.2 \text{ eV} \quad (95\% \text{ C.L.})$$

(J. Bonn et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 91 (2001) 273)

Results of 1998/1999, 2001 data



1998/1999:

$$m^2(\nu) = -1.6 \pm 2.5 \pm 2.1 \text{ eV}^2 \Rightarrow m(\nu) < 2.2 \text{ eV (95\% C.L.)}$$

2001:

$$m^2(\nu) = +0.1 \pm 4.2 \pm 2.0 \text{ eV}^2$$

1998/1999/2001:

$$m^2(\nu) = -1.2 \pm 2.2 \pm 2.1 \text{ eV}^2 \Rightarrow m(\nu) < 2.2 \text{ eV (95\% C.L.)}$$

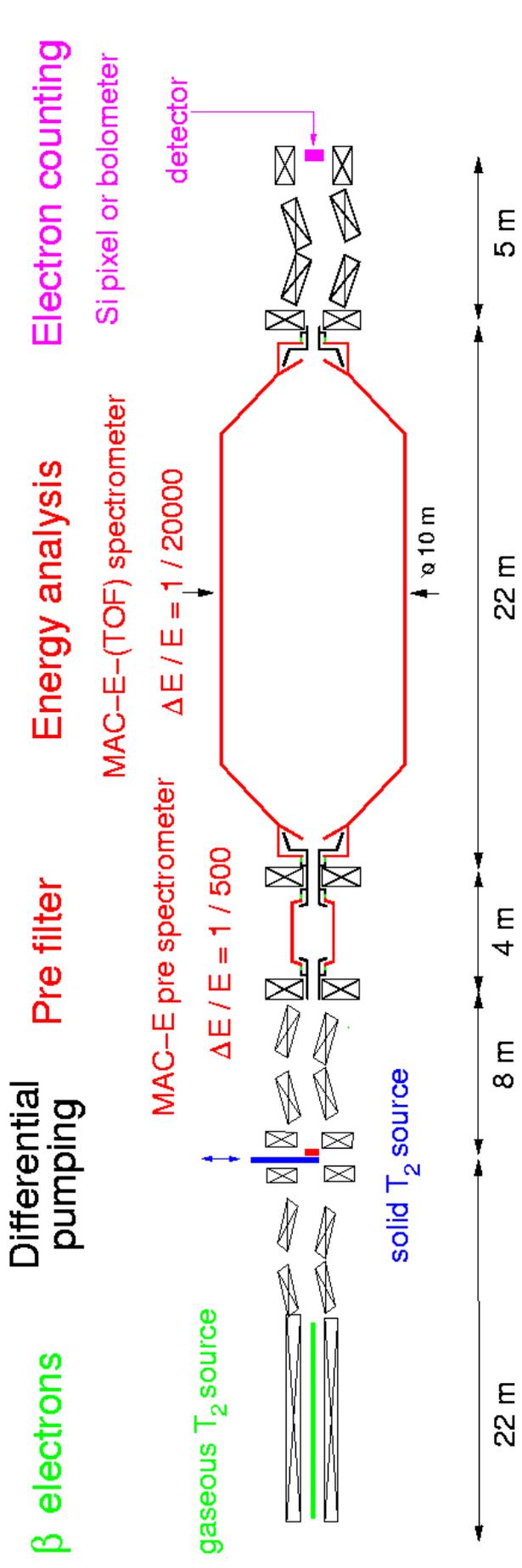
\Rightarrow **Mainz sensitivity limit reached**

The Karlsruhe Tritium Neutrino experiment KATRIN

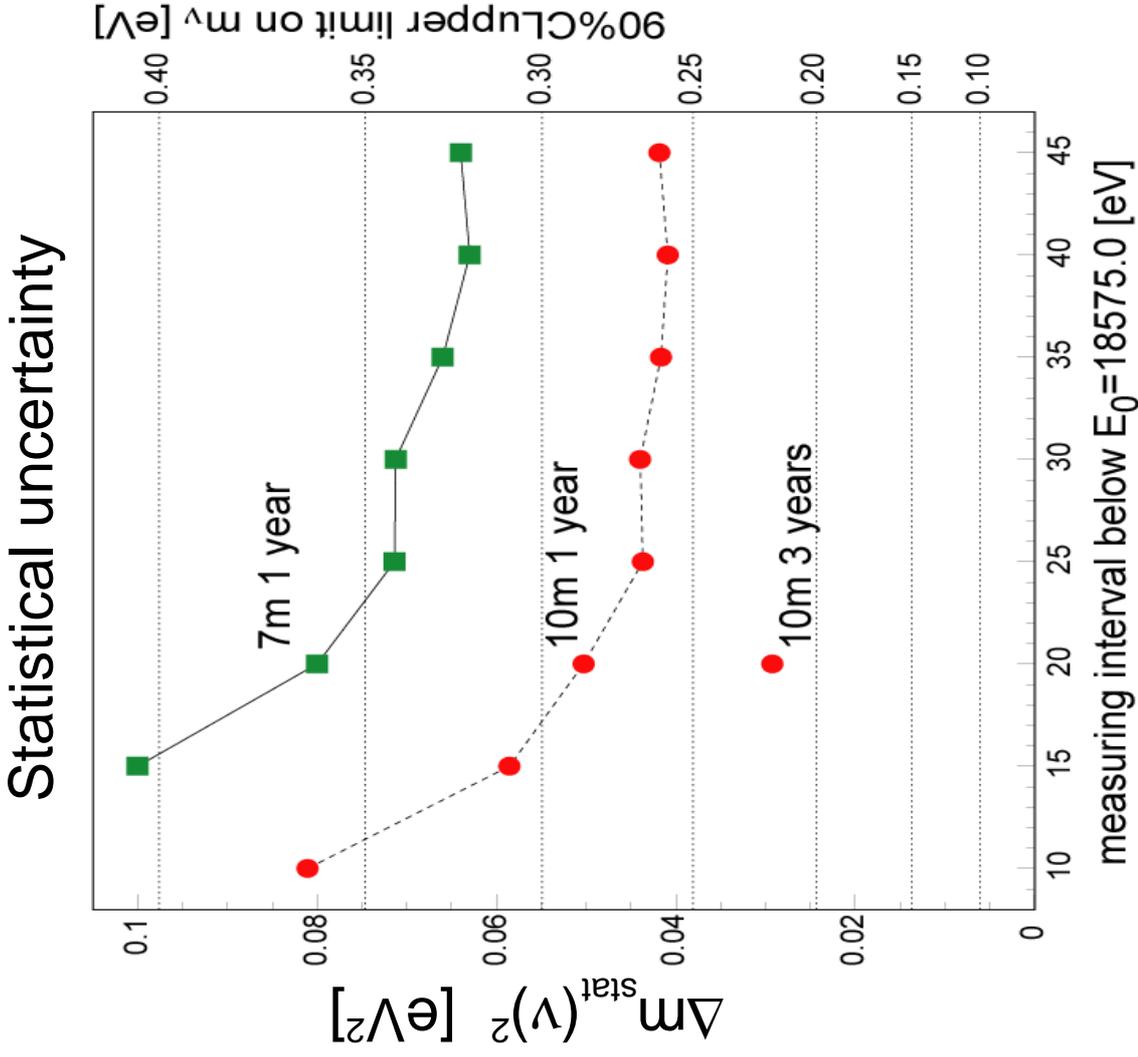
Physics aim:

Sensitivity on neutrino mass scale: $m(\nu) \ll 1\text{eV}$

- Higher energy resolution: $\Delta E \approx 1\text{eV}$
 since $E/\Delta E \sim A_{\text{spectrometer}}$ \Rightarrow larger spectrometer
 - Relevant region below endpoint is smaller
 even less count rate $dN/dt \sim A_{\text{spectrometer}}$ \Rightarrow larger spectrometer
- new, since 12/2002* $\left. \begin{matrix} \Delta 10\text{m} \\ \Delta 12/2002 \end{matrix} \right\}$



Estimation of sensitivity

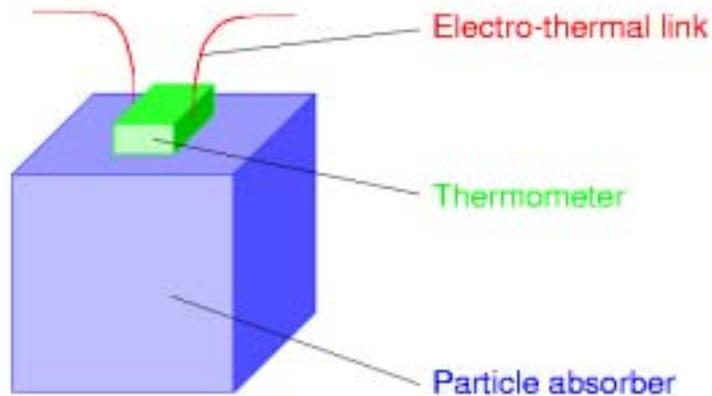


Systematic uncertainties
 few with each:
 $\Delta m_\nu^2 \leq 0.01 \text{ eV}^2$

⇒ Sensitivity on $m(\nu_e)$
 $\approx 0.25 \text{ eV}/c^2$

Un diverso rivelatore per la massa dei neutrini

Misurare l'energia totale del decadimento beta con dei (micro)bolometri, invece che misurare il momento degli elettroni con degli spettrometri.



PRO:

- Misurando l'energia totale invece che il momento dell'elettrone ogni problema riguardante gli stati finali del nucleo viene risolto.
- Le sistematiche sono completamente diverse rispetto agli spettrometri e si avrebbe un utile cross-check.

CONTRO:

- I bolometri sono strumenti a risposta lenta, e misurano TUTTI i decadimenti $\beta \rightarrow$ problemi di pile-up
- Le risoluzioni attuali sono dell'ordine dei 15 eV. Sembra molto difficile, allo stato attuale, arrivare alle sensibilità degli spettrometri.

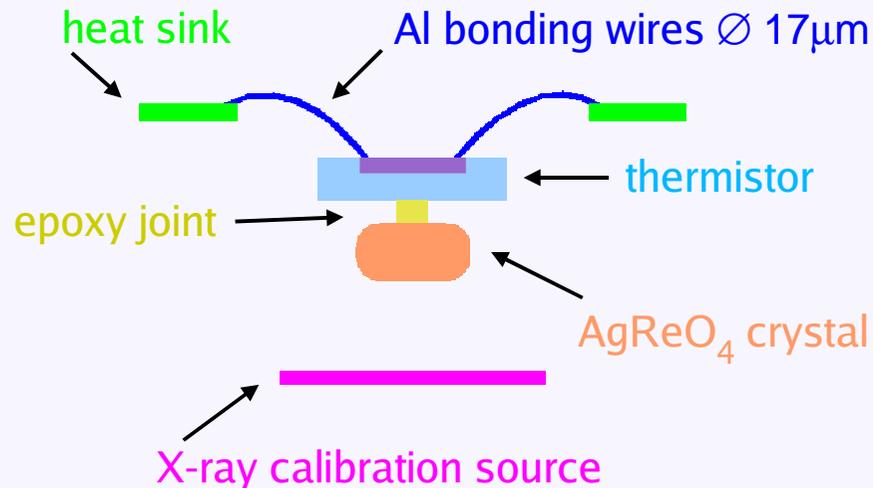
Si usano array di microbolometri, ciascuno del peso di circa $\sim 500 \mu g$

Si utilizza il nucleo con il decadimento beta a piú basso Q in natura: il Renio ($Q=2460$ eV, $\tau_{1/2} = 4.3 \cdot 10^{10}$ anni).

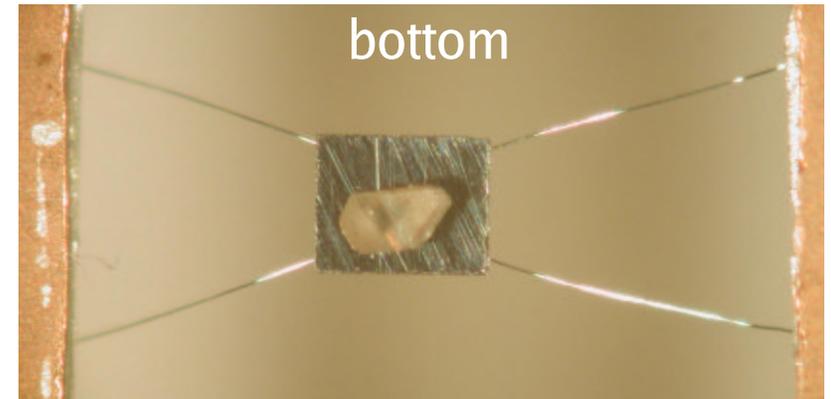
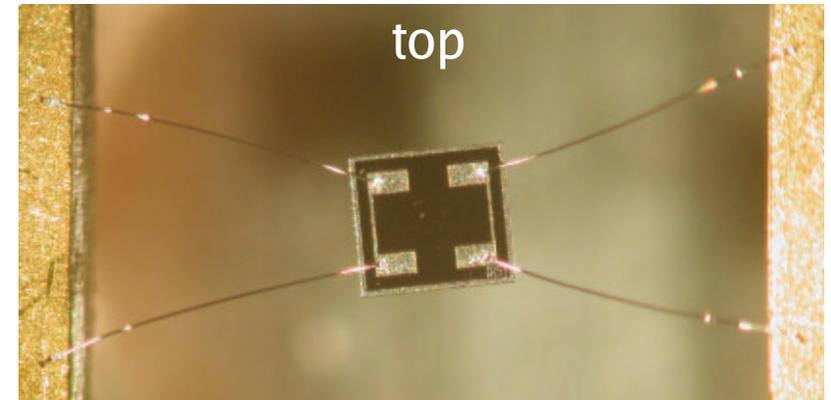
Due gruppi italiani stanno sviluppando questa tecnica, con l'obiettivo di raggiungere sensibilità di circa 10 eV sulla massa del neutrino: MANU a Genova e MIBETA a Milano.

Milano β detectors for calorimetry

AgReO₄ thermal microcalorimeters

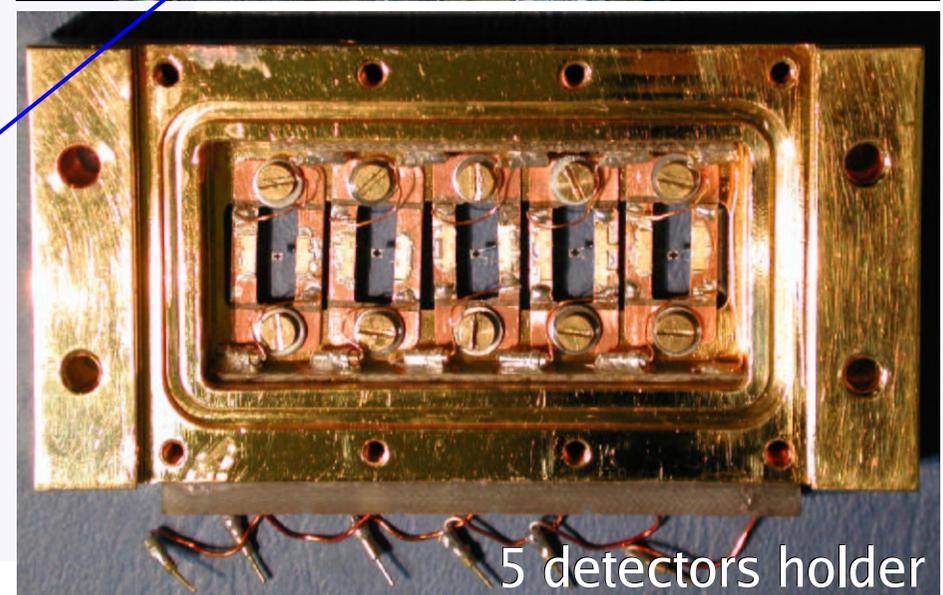
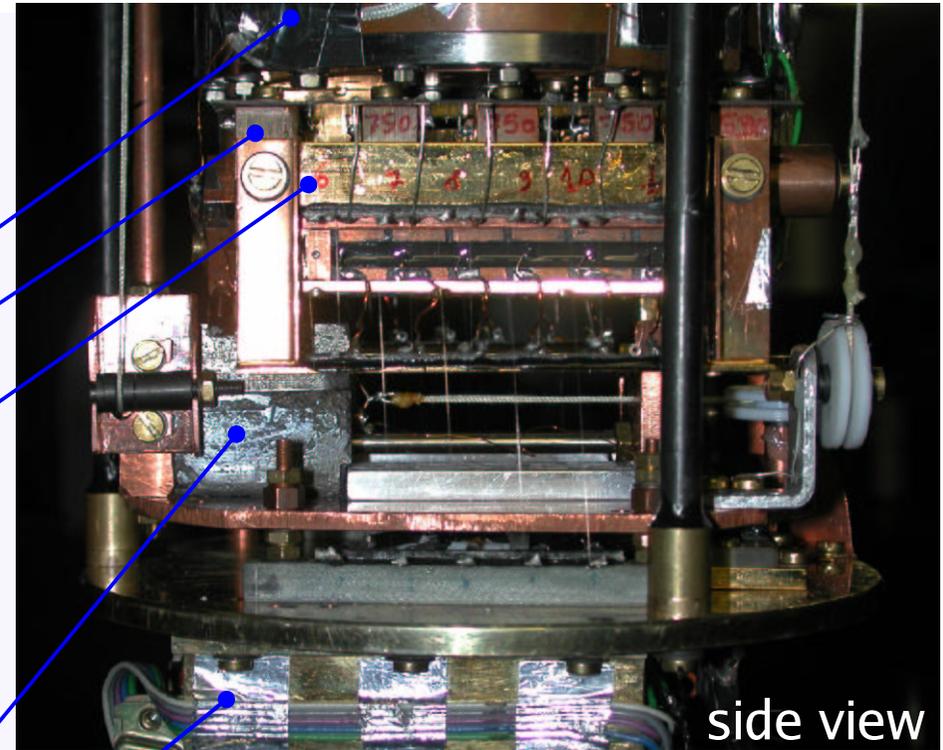
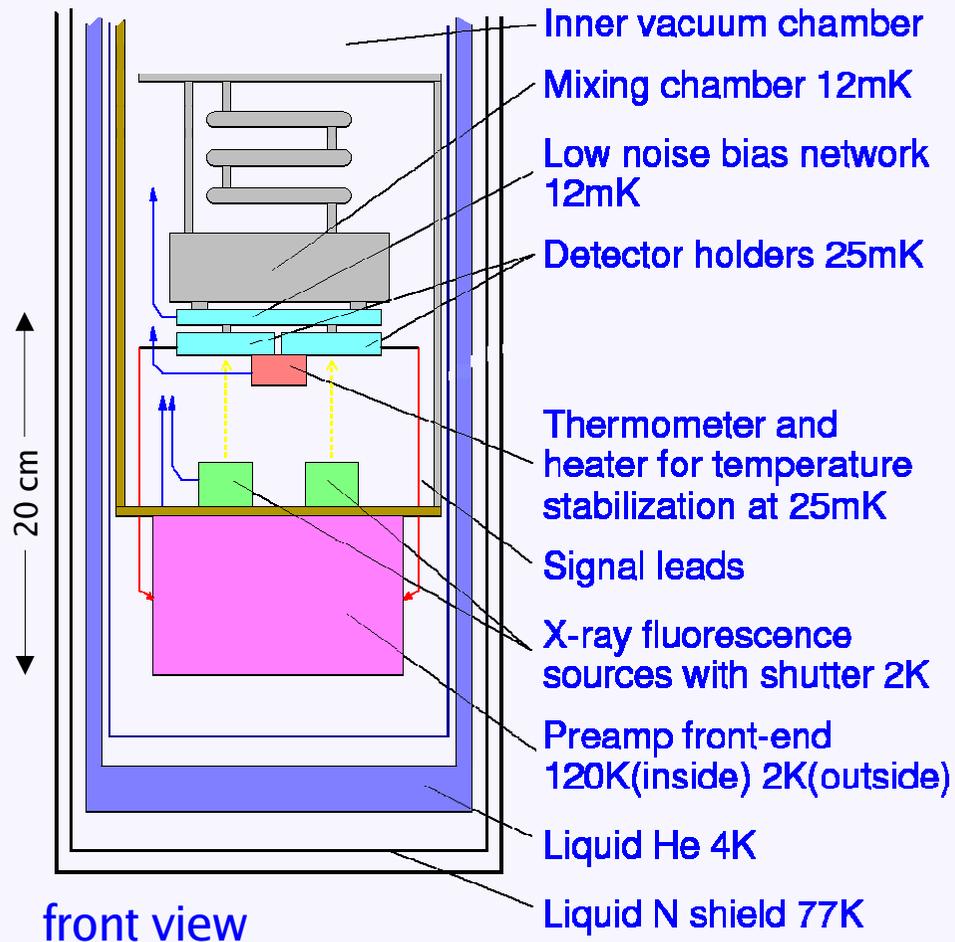


- silicon implanted thermistors
 - ◇ high reproducibility for arrays
 - ◇ micromachining
- AgReO₄ single crystals
 - A. Alessandrello *et al.*, Phys. Lett. B457 (1999) 253
 - ◇ ^{187}Re activity $A_{\beta} = 5.4 \times 10^{-4}$ Hz/ μ g
 - ◇ mass \approx 250 μ g
- array of 10 microcalorimeters
 - ◇ lower pile-up and higher statistics



Experimental set-up

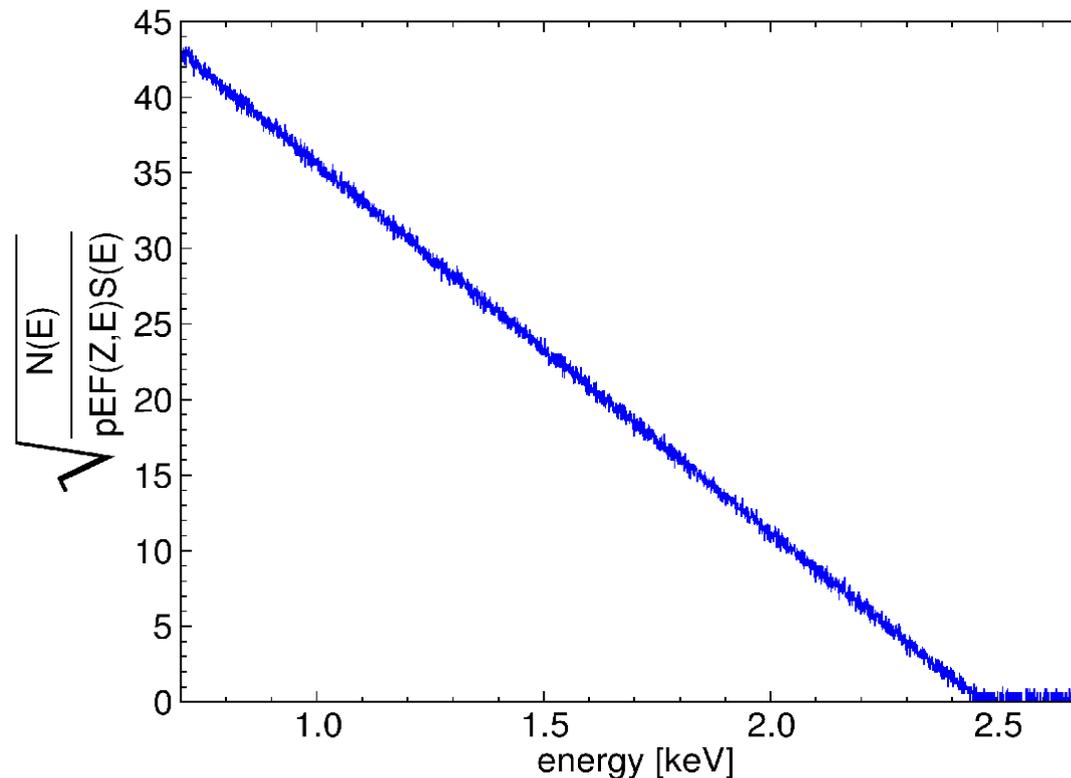
Dilution refrigerator set-up for 10 detector experiment



^{187}Re β spectrum Kurie plot

Summed Kurie plot

- ◆ Data set from July 2002 to mid November 2002 completely analysed
 - ◇ 4485 hours \times mg (AgReO_4)
 - ◇ 3.2×10^6 ^{187}Re decays collected above 700 eV
 - ◇ results submitted to Phys. Rev. Letters (hep-ex/0302006)
- ◆ Analysis of larger data set from July 2002 to mid February 2003 still in progress
 - ◇ 7002 hours \times mg (AgReO_4)
 - ◇ 5.0×10^6 ^{187}Re decays collected above 700 eV



Neutrino mass

$$m_\nu^2 = 147 \pm 237_{\text{stat}} \pm 90_{\text{sys}} \text{ eV}^2 \Rightarrow m_\nu < 21.7 \text{ eV (90 \% C.L.)}$$

- ◆ from 4485 hours×mg data set
- ◆ systematic error mainly from uncertainties in
 - ▷ energy resolution
 - ▷ detector response function
 - ▷ background spectral shape
 - ▷ theoretical spectral shape of ^{187}Re β decay

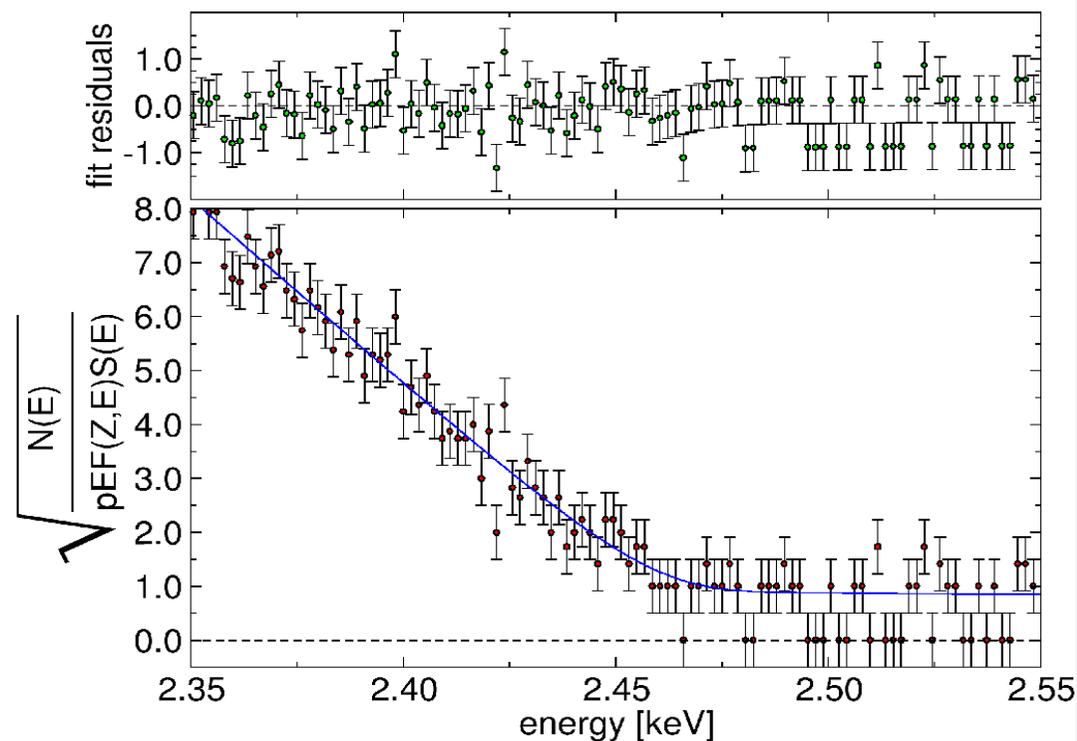
▶ from preliminary analysis of 7002 hours×mg data set

$$m_\nu^2 = -141 \pm 211_{\text{stat}} \text{ eV}^2$$



$$m_\nu < 15.6 \text{ eV (90 \% C.L.)}$$

- ◆ single gaussian: $\Delta E_{\text{FWHM}} = 27.8 \text{ eV}$
- ◆ fitting interval $0.8 \div 3.5 \text{ keV}$
- ◆ free constant background: $6 \times 10^{-3} \text{ c/keV/h}$
- ◆ free pile-up fraction $f_{\text{pile-up}}: 1.7 \times 10^{-4}$



Future

Montecarlo evaluation of calorimeter m_ν sensitivity

- A_β : single detector ^{187}Re activity
- τ_R : assumed time resolution for pile-up rejection
 ⇨ unresolved pile-up fraction: $f_{\text{pile-up}} \approx A_\beta \tau_R$
- $\Sigma(m_\nu)$: 68% C.L. sensitivity on m_ν

$N_{\text{det}} \times t_M$ [y]	A_β [Hz]	τ_R [μs]	ΔE_{FWHM} [eV]	$\Sigma(m_\nu)$ [eV]
10	0.1	500	30	10.0
100	0.1	100	10	5.8
1000	1.0	100	10	2.4
10 ⁴	10.0	10	5	0.6

present configuration

- 10 calorimeters with 0.1Hz ^{187}Re activity
- $\Delta E_{\text{FWHM}} = 30\text{eV}$
- $\tau_R = 0.5\text{ms}$
- $m_\nu < 10\text{eV}$ in 1 year**

$$\Sigma(m_{\bar{\nu}_e}) \propto \sqrt[4]{\frac{E_0^3 \Delta E}{A_\beta t_M}}$$

- ▶ present measurement will run until end 2003 to reach $m_\nu < 10\text{eV}$
- ▶ an experiment with **less than 1 eV** sensitivity is possible with a larger scale experiment using improved microcalorimeters
- ▶ work is in progress to improve microcalorimeters performances

Misure della massa di ν_μ

Misura di precisione del momento del μ^+ dal decadimento a riposo $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ (esperimento effettuato al laboratorio PSI, nei pressi di Zurigo, 1994).

$$m_\nu^2 = m_\pi^2 + m_\mu^2 - 2m_\pi \sqrt{p_\mu^2 + m_\mu^2}$$

Le masse del π e μ sono ottenute da altri esperimenti:

$m_\pi = 139.56996 \pm 0.00035 \text{ MeV}$ da misure di precisione della transizione $4f \rightarrow 3d$ in atomi di $\pi^- - Mg^{24}$

$m_\mu = 105.658389 \pm 0.000034 \text{ MeV}$ da misure del momento magnetico del muone ("spin precession rate in campo magnetico")

$p_\mu = 29.79207 \pm 0.00012 \text{ MeV}$ é misurato dall'esperimento con uno spettrometro magnetico ad alta risoluzione



$$m_{\nu_\mu}^2 = -0.022 \pm 0.023 \text{ MeV}$$

$$m_{\nu_\mu} < 0.16 \text{ MeV (90\%CL)}$$

Contributi all'errore $\pm 0.023 \text{ MeV}^2$:

± 0.021 da m_π

± 0.002 da m_μ

± 0.009 da p_μ



La sensibilità della misura é tuttora limitata dall'errore sulla massa del π^+ , che é comunque data con un errore frazionario di $2.5 \cdot 10^{-6}$

Misure della massa di ν_τ

Il canale di decadimento del τ con piú basso Q é il canale $\tau \rightarrow 5\pi + \nu_\tau$, che però ha un branching ratio molto basso ($\sim 10^{-3}$). Il secondo miglior canale é il decadimento in tre pioni, con un BR del $\sim 15\%$.

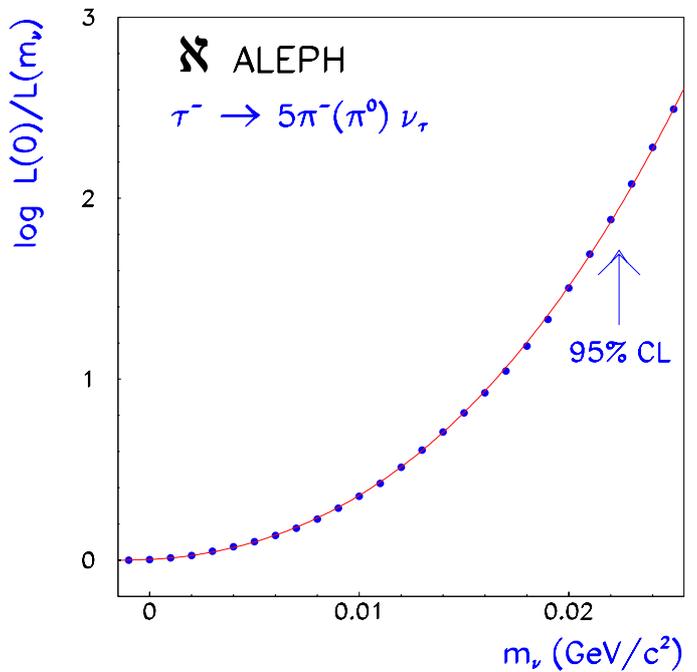
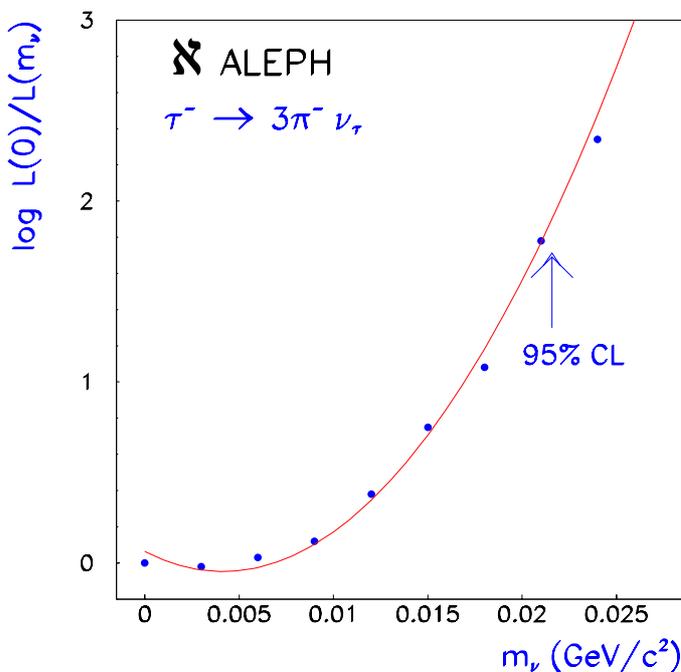
Il miglior limite attuale é dato dall'esperimento ALEPH a LEP:

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \tau^+\tau^-$$

studiando i decadimenti del tau in 3 pioni e ν_τ in 5 pioni.



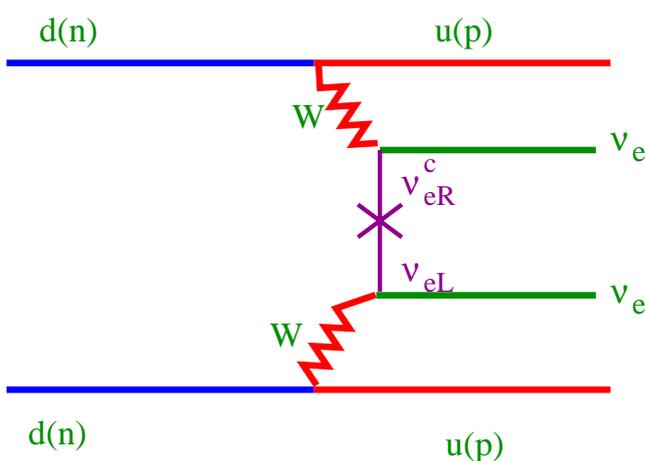
Risultato combinato: $m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV} (95\% \text{ CL})$



Doppio Decadimento Beta

Un'altra possibilità di rivelare in modo più indiretto la massa di neutrini è la ricerca del doppio decadimento beta a zero neutrini:

$$\beta\beta 0\nu: (A,Z) \rightarrow (A,Z+2) + e^- + e^-$$



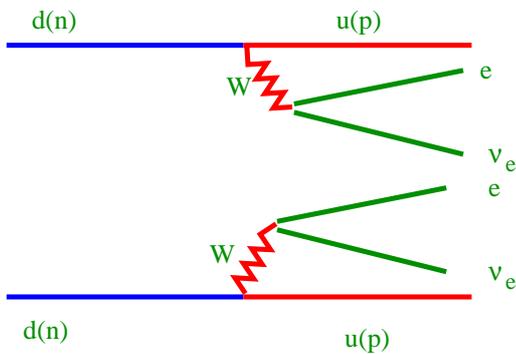
$$\left(T_{1/2}^{0\nu}\right) = G^{0\nu}(E_0, Z) \left| M_{GT}^{0\nu} - \frac{g_V^2}{g_A^2} M_F^{0\nu} \right|^2 \langle m_\nu \rangle^2$$

Il processo è possibile se:

- Viene violato di due unità il numero leptonico ($\Delta L = 2$)
- Il neutrino e l'antineutrino sono la stessa particella (neutrini di Majorana).
- Il neutrino ha massa.

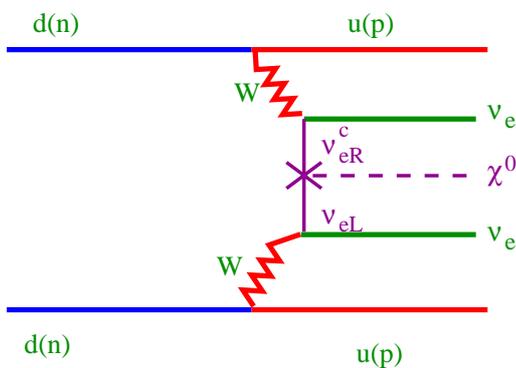
Sono possibili processi simili:

$$\beta\beta 2\nu: (A,Z) \rightarrow (A,Z+2) + e^- + e^- + \nu_e^c + \nu_e^c \quad (\Delta L = 0)$$



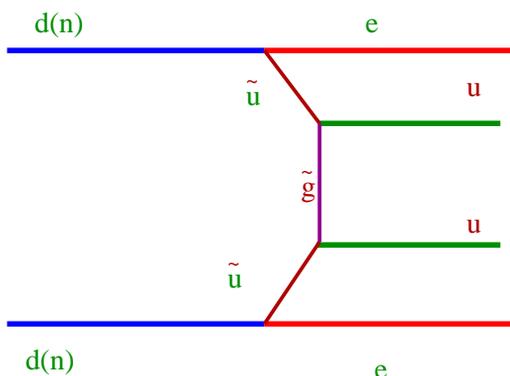
$$\left(T_{1/2}^{2\nu}\right) = G^{2\nu}(E_0, Z) |M_{GT}^{2\nu}|^2$$

$$\beta\beta \chi^0: (A,Z) \rightarrow (A,Z+2) + e^- + e^- + \chi^0$$



$$\left(T_{1/2}^{\chi^0}\right) = G^{\chi^0}(E_0, Z) \left| M_{GT}^{0\nu} - \frac{g_V^2}{g_A^2} M_F^{0\nu} \right|^2 < g_{eff}^2$$

$$\beta\beta \text{ SUSY}: (A,Z) \rightarrow (A,Z+2) + e^- + e^-$$



Lo spettro degli elettroni uscenti é diverso nei tre casi

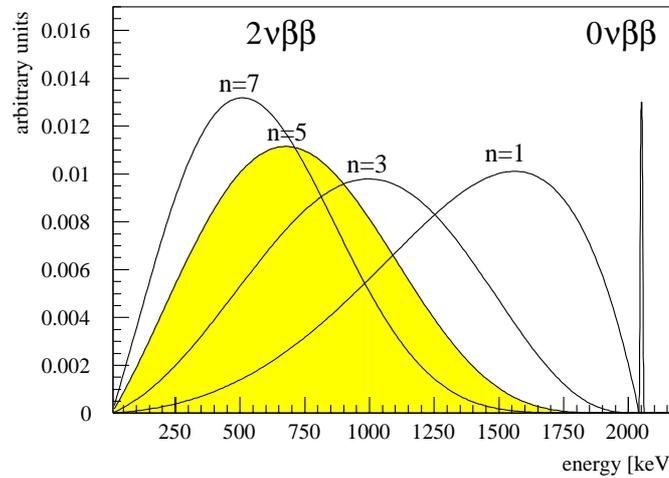


Fig. 4. Different spectral shapes of observable sum energy spectra of emitted electrons in double beta decay . The $n=1,3,7$ forms correspond to different majoron accompanied modes, $n=5$ (grey) is the $2\nu\beta\beta$ decay and the $0\nu\beta\beta$ decay results in a peak. The energy values are taken for ^{76}Ge .

Per studiare il fenomeno servono nuclei dove:

- I decadimenti singolo beta sono soppressi.
- Le transizioni sono dominate da $0^+ \rightarrow 0^+$.
- L'isotopo é abbondante in natura (i processi di arricchimento sono costosi).

Il fattore di merito di questi esperimenti e':

$$T_{1/2}^{0\nu} \propto a \sqrt{\frac{M \cdot t}{B \cdot \Delta E}}$$

a: abbondanza isotopica

M: massa utilizzata

t: tempo di misura

B: livello di fondi

ΔE : risoluzione in energia alla posizione del picco.

Il tempo di dimezzamento del nucleo é collegato alla massa del neutrino dalla relazione:

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} (M_{GT} - M_F)^2 \left(\frac{\langle m_{\nu_e} \rangle}{m_e} \right)^2$$

dove gli elementi di matrice (M_{GT} , M_F) sono spesso accompagnati da grossi errori sistematici (fino ad un fattore 5).

Il processo é sensibile alla somma delle masse dei neutrini:

$$\langle m_{\nu} \rangle = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right|$$

che é sensibilmente diverso dalla massa esplorata dagli esperimenti di misura diretta:

$$m_{\nu_e}^2 = \sum_j |U_{ej}^2| m_j^2 = m_1^2 + \delta m^2$$

poiché nei decadimenti $\beta\beta$ la massa del neutrino é nel propagatore.

Tenendo conto che nei termini di massa di Majorana le fasi U_{ij} sono complesse, nel termine $\langle m_{\nu} \rangle$ potrebbero avvenire delle cancellazioni \Rightarrow

- Un risultato sperimentale nullo non necessariamente pone un limite sugli autostati di massa, poiché' potrebbero esserci delle cancellazioni
- Un risultato positivo sarebbe chiaramente una scoperta. Enorme.

Il processo é un processo estremamente raro: $T_{1/2}^{0\nu} > 10^{24}$ anni per $\langle m_{\nu_e} \rangle = \mathcal{O}(1 \text{ eV})$, richiede quindi tecniche di conteggio a bassissimo rumore ed alta risoluzione.

- Per ottenere il minimo livello di rumore é necessario condurre gli esperimenti "deep underground".
- Gli apparati sono schermati contro la radiazione ambientale (neutroni e compton) da schermi passivi a bassissima radioattività (piombo romano).

Tecniche sperimentali

Esperimenti Geochimici Si cerca per una anormale abbondanza isotopica del nucleo $(A, Z+2)$ prodotto in tempi geologici dal decadimento $\beta\beta$ dal nucleo (A, Z) . Vantaggio \Rightarrow la misura ha una durata efficace molto lunga; Svantaggi \rightarrow Non distingue fra i vari decadimenti $\beta\beta$, i nuclei $(A, Z+2)$ potrebbero essere stati prodotti da protoni da raggi cosmici, la datazione del campione è soggetta ad errori sistematici. Evidenza di decadimenti $\beta\beta$ nei nuclei ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{128}Te , ^{130}Te .

Esperimenti Radiochimici Si immagazzina una adeguata quantità di materiale contenente i nuclei attivi $\beta\beta$ ben protetti da raggi cosmici. Dopo un ragionevole lungo periodo il materiale viene "munto" per estrarre i nuclei prodotti dal decadimento doppio beta, che devono essere radioattivi per poter essere rivelati. Applicato con successo per rivelare il processo doppio beta a due neutrini del ^{238}U in ^{238}Pu . In esperimenti di questo tipo non è chiaramente possibile distinguere fra decadimenti a zero neutrini, a due neutrini o con emissione di Majoroni

Misure dirette basate sulla rivelazione diretta e la misura dei due elettroni di decadimenti. A sua volta si divide in due metodologie sperimentali:

Metodo spettroscopico (sorgente \neq rivelatore), in cui una sorgente passiva di emettitori $\beta\beta$ è all'interno di un rivelatore di elettroni. Permette la scelta del nucleo da misurare, ma garantisce una minore risoluzione sperimentale.

Metodo calorimetrico (sorgente = rivelatore), in cui il rivelatore è fatto da un materiale che è allo stesso tempo un emettitore doppio beta. La scelta dei nuclei è limitata ma la risoluzione è ottimale così come il controllo dei fondi.

Dipendenza della sensibilità dai nuclei

Dati gli errori sistematici sul calcolo degli elementi di matrice nucleare, il processo é ricercato su nuclei diversi.

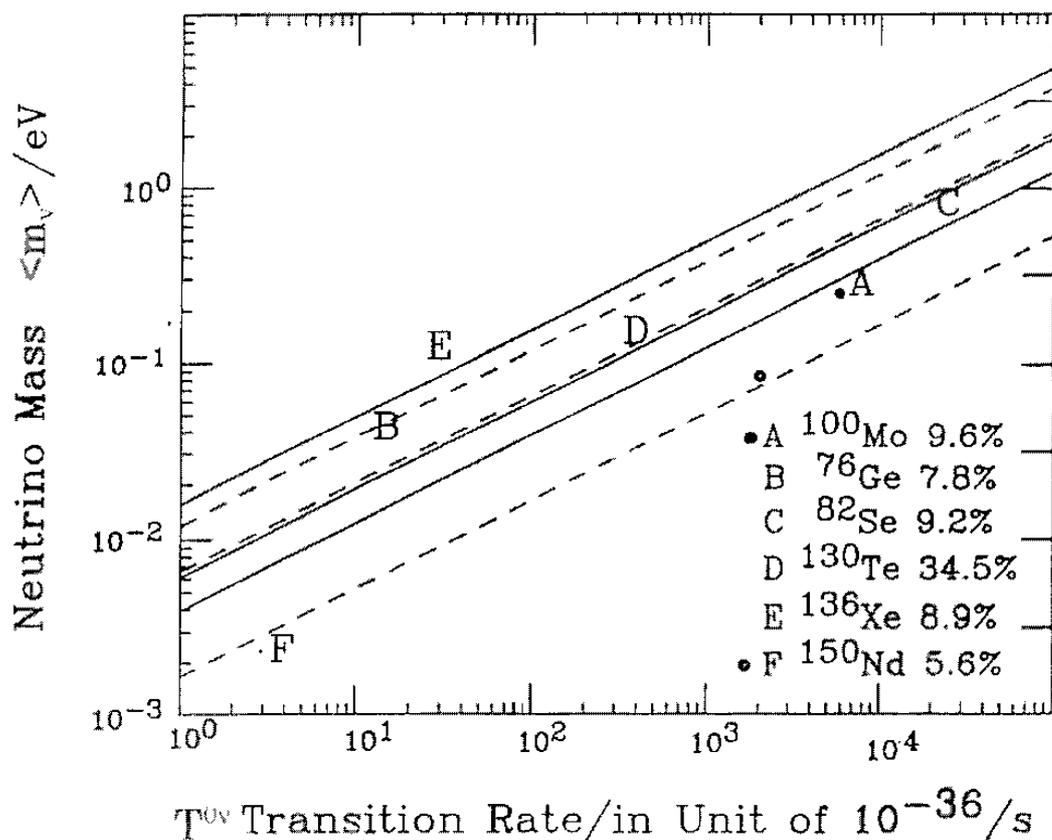
Il decadimento doppio beta a due neutrini é utilizzato come control sample per la verifica delle stime degli elementi di matrice.

$$T^{0\nu} = S^{0\nu} [\langle m_\nu \rangle^2]$$

$S^{0\nu}$: Sensitivá nucleare = $G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2$

$G^{0\nu}$: Volume dello spazio delle fasi $\propto Q_{\beta\beta}^5 \Rightarrow$ nuclei ad alto Z.

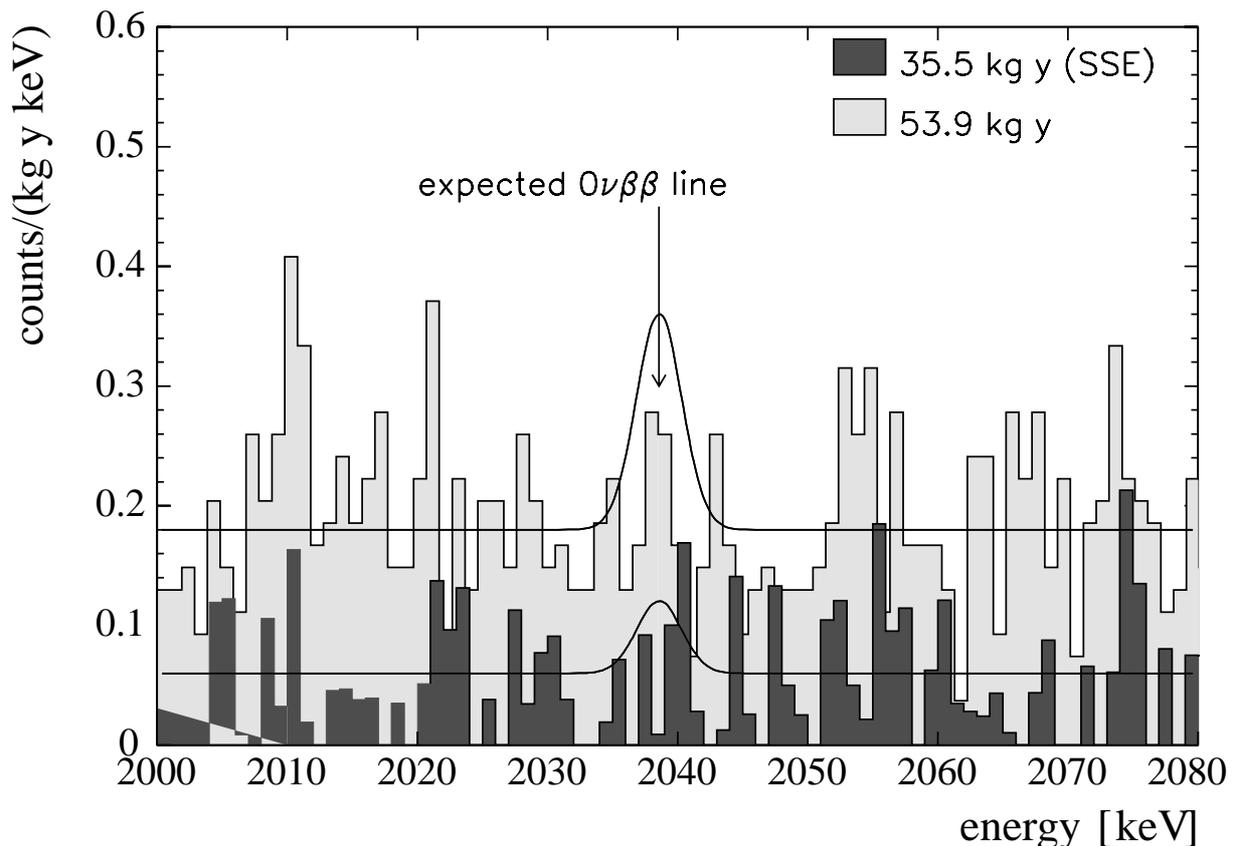
$M^{0\nu}$: Elemento di matrice nucleare



Esperimento Heidelberg - Moscow (Laboratori Nazionali del Gran Sasso), Eur. Phys. J. A12, 147 (2001)

- 11 kG di ^{76}Ge arricchito all'86%, in 5 cristalli.
- Il germanio é sia il nucleo emettitore che il rivelatore.
- I rivelatori allo stato solido sono attualmente i rivelatori con migliore risoluzioni per elettroni di basso momento.
- E' il piú sensibile esperimento in funzione (operativo da 4 anni).

Livello di rumore: 0.06 conteggi/KeV/kg/yr



$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.3 \cdot 10^{25} \text{ anni (90\%CL)} \Rightarrow \langle m_\nu \rangle \leq 0.35(0.42) \text{ eV}$$

$$T_{1/2}^{2\nu} \simeq 1.55 \cdot 10^{21} \text{ anni}$$

Esperimento Cuoricino (Laboratori Nazionali del Gran Sasso)

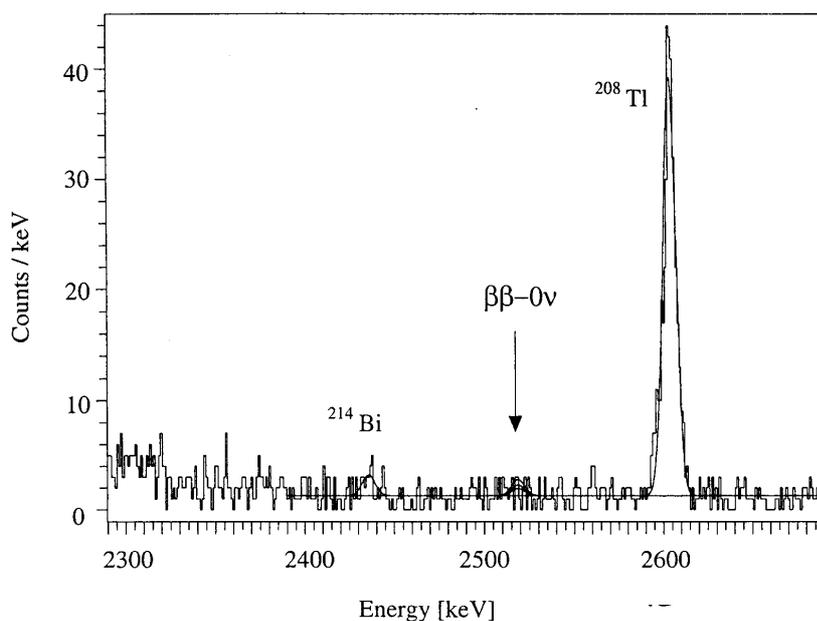
- 20 cristalli (340 g) di TeO_2 naturale, operati come bolometri in un refrigeratore a diluizione
- I bolometri hanno risoluzioni vicine a quelle dei rivelatori a stato solido e possono essere costruiti con diversi materiali
- L'isotopo emettitore, ^{130}Te é il 34.5% del tellurio naturale → non é necessario arricchire isotopicamente il campione → é possibile arrivare a grandi masse (progetto CUORE: 750 kG di tellurio naturale)

Livello di fondi: 0.2 conteggi/KeV/kg/yr.

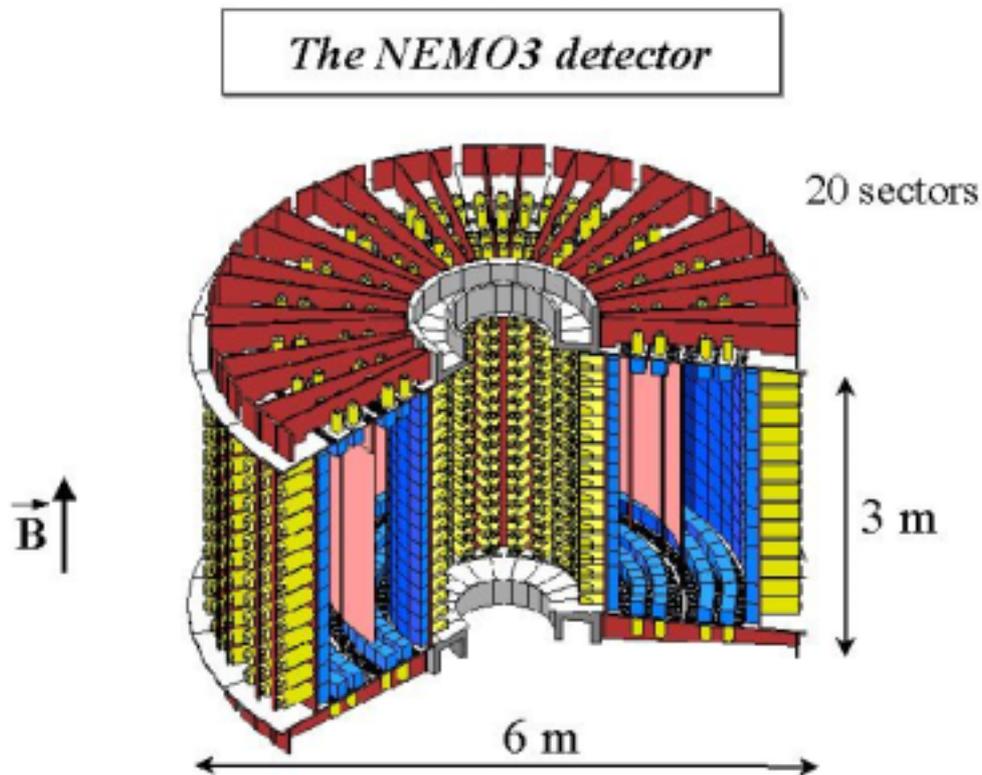
$$T_{1/2}^{0\nu}(Te^{130}) > 1.44 \cdot 10^{23} \text{ anni (90\%CL) (0.85kg} \cdot \text{ anno)} \Rightarrow \langle m_\nu \rangle 1.1 \sim 2.6 \text{ eV}$$

$$T_{1/2}^{0\nu}(Te^{128}) > 0.86 \cdot 10^{23} \text{ anni (90\%CL) (0.78kg} \cdot \text{ anno)}$$

A. Alessandrello et al. / Physics Letters B 486 (2000) 13–21



Esperimento NEMO (Neutrino Ettore Majorana Observatory) Laboratorio del Frejus, Francia



Source : 10 kg of $\beta\beta$ isotopes (20 m² with 50 μ m thickness)

Tracking : 6180 Geiger cells

Calorimeter : 1940 plastic scintillators coupled to low radioactivity PM
 $\Delta E/E$ (FWHM) at 1 MeV: walls 13%; top & bottom 14.5%

Magnetic field : 30 Gauss

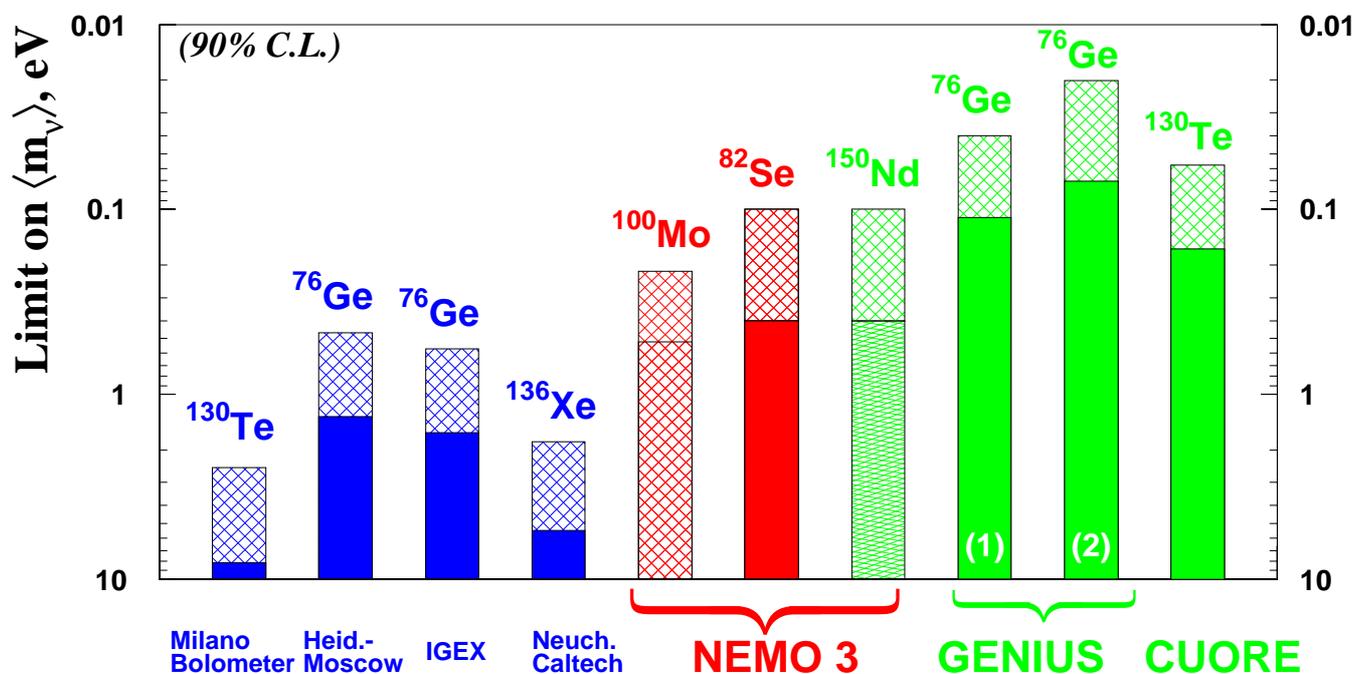
Shielding : Iron (20 cm) + neutron shielding

Identification : e^- , e^+ , γ , α
 $\beta\beta$ events detection
Measurement of source radiopurity
Background rejection

Risultati sperimentali sul decadimento $\beta\beta$

Esperimento	Nucleo	Half Life (yr)	$\langle m_\nu \rangle$ (eV)(90%CL)	Anno
Heid.-Mosca	^{76}Ge	$1.3 \cdot 10^{25}$	0.34-1.14	2001
IGEX	^{76}Ge	$1.6 \cdot 10^{25}$	0.40-1.25	1999
NEMO	^{116}Cd	$2.9 \cdot 10^{22}$	4.9-5.2	2000
	^{82}Se	$9.5 \cdot 10^{21}$.	1998
	^{96}Zr	$1.3 \cdot 10^{21}$	9.8	1998
	^{100}Mo	$6.4 \cdot 10^{21}$	18	1998
ELEGANTS	^{116}Cd	$6.4 \cdot 10^{21}$		1995
	^{48}Ca	$5.2 \cdot 10^{22}$	3	1995
	^{100}Mo	$4.5 \cdot 10^{22}$		1995
Gottardo	^{136}Xe	$4.4 \cdot 10^{23}$	1.8-5.4	1993
Dama (LNGS)	^{136}Xe	$7 \cdot 10^{23}$	2.8	2001
Cuoricino	^{130}Te	$1.4 \cdot 10^{23}$	0.9-2.6	1999
	^{128}Te	$8.6 \cdot 10^{22}$		1999
Soltvina	^{116}Cd	$7.0 \cdot 10^{22}$	2.6	2000

LIMITS ON NEUTRINO MASS ($2\beta 0\nu$)



Color coding:

blue : published and/or running

red : under construction

green : proposed

Matrix element calculations:

■ shell model

▨ QRPA

▨ pseudo SU(3)

Comments:

NEMO 3: 10kg of 2β source, 5 years of data;

GENIUS: 1T of 2β source, 5 years of data

with improvement of background / Heid.-Moscow

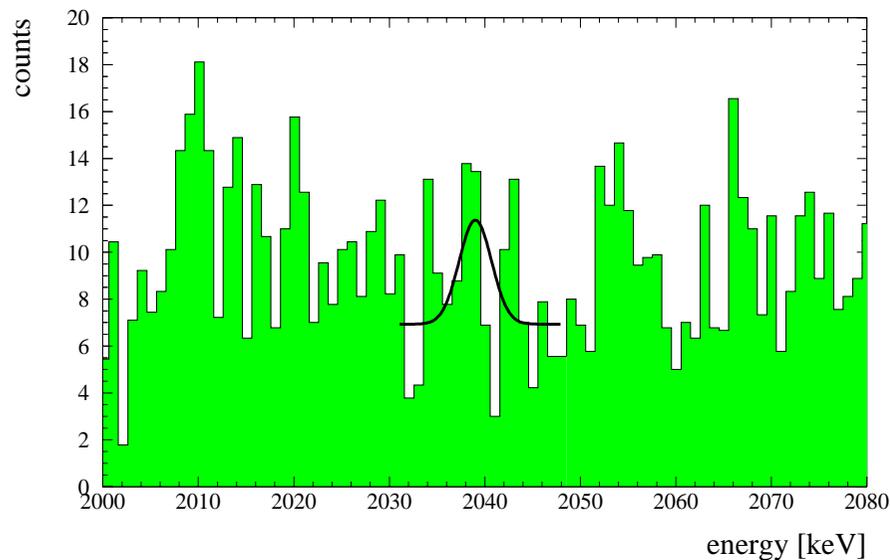
(1) = 1/100, (2) = 1/1000

CUORE: 750kg of natural TeO_2 , 5 years of data

with improvement of background/Milano bolometer =1/100

Evidenza di decadimenti doppio beta senza neutrini (hep-ph/0201231)

Spettro dei conteggi dell'esperimento Heidelberg-Moscow nella zona di interesse per i decadimenti doppio beta senza neutrini (2039 keV)



Questo spettro era già stato pubblicato in *hep-ph/0103062* come assenza di segnale.

Nessuna evidenza di un picco sulla linea del doppio beta,

MA

Distribuzione $p(x_1 \dots x_M | \rho, \eta)$ dei conteggi $x_1 \dots x_M$ nei bins 1..M dello spettro - dati due parametri ρ, η .

$$p(x_1 \dots x_M | \rho, \eta) = \prod_{k=1}^M \frac{\lambda_k^{x_k}}{x_k!} e^{-\lambda_k} \quad (3)$$

Prodotto di Poissoniane per i singoli bin. Il valore di aspettazione λ_k è la sovrapposizione

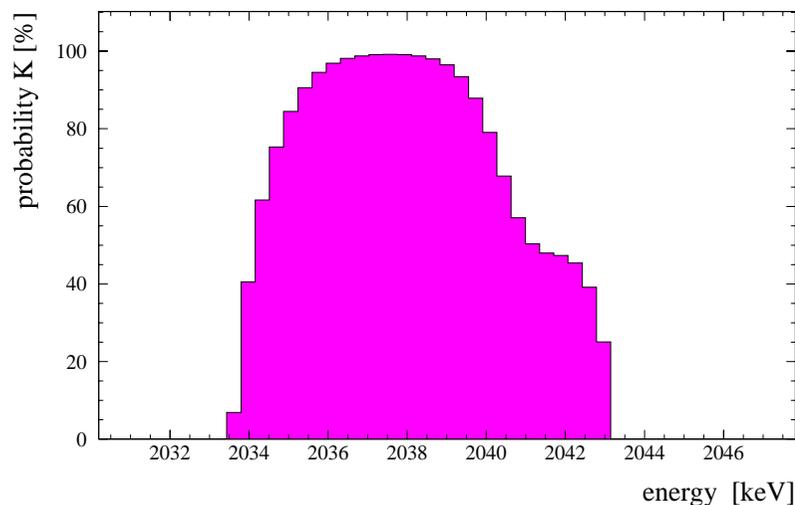
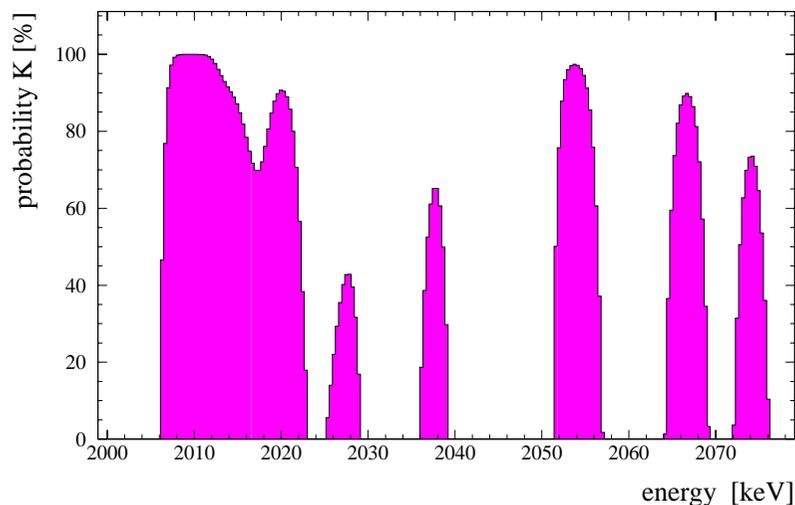
$$\lambda_k = \rho [\eta f_1(k) + (1 - \eta) f_2(k)] \quad (4)$$

dei fattori di forma f_1 del segnale (Gaussiana, centrata a 2039 KeV) e f_2 del fondo (costante);

$$\sum_{k=1}^M f_\nu(k) = 1 \quad \text{per } \nu = 1, 2, \Rightarrow \sum_{k=1}^M \lambda_k = \rho. \quad (5)$$

Da cui ρ parametrizza l'intensità dello spettro e η è l'intensità nella Gaussiana.

Sottratto il background il risultato é



La procedura trova linee nella posizione di picchi conosciuti di linee γ dei decadimenti del ^{214}Bi a 2010.7, 2016.7, 2021.8 and 2052.9 keV.

“In addition, a line centered at 2039 keV shows up.

Oltre al Bismuto e al segnale ci sono 3 picchi NON identificati!

Confidence Level con questo metodo (Bayesiano): 97.4% (2.2σ) gli eventi contenuti sono 1.2 – 29.4 al 95%CL.

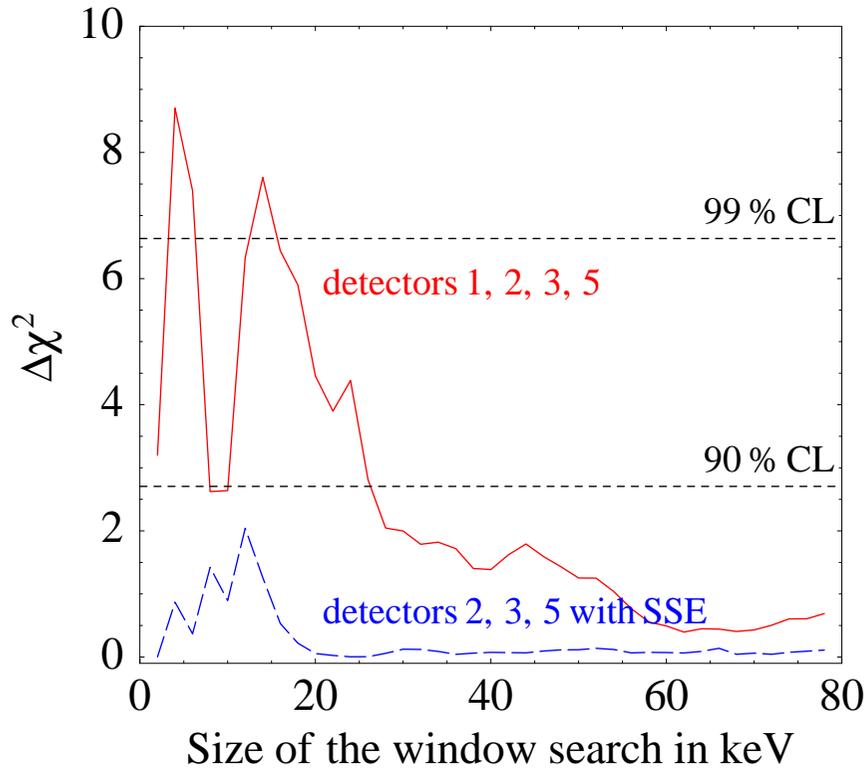
Con il metodo del Particle Data Book l'evidenza sarebbe a 3.1σ .

Una prima critica (hep-ex/0202018)

- There is no discussion of how a variation of the size of the chosen analysis window would affect the significance of the hypothetical peak.
- There is no relative peak strength analysis of all the ^{214}Bi peaks. Quantitative yield evaluations should be made on the four ^{214}Bi peaks in the region of interest.
- There is no null hypothesis analysis demonstrating that the data require a peak.
- There is no statement of the net count rate of the peaks other than the 2039-keV peak.
- There is no presentation of the entire spectrum. As a result it is difficult to compare relative peak strengths.
- There are three unidentified peaks in the region of analysis that have greater significance than the 2039-keV peak. There is no discussion of the origin of these peaks.
- There is no discussion of the relative peak strengths before and after the single-site-event cut. This is needed to elucidate the model of the peaks' origins.
- No simulation has been performed to demonstrate that the analysis correctly finds true peaks or that it would find no peaks if none existed. Monte Carlo simulations of spectra with varying numbers of peaks confirming the significance of found peaks are needed.
- There is no discussion of how sensitive the conclusions are to different mathematical models. There is a previous Heidelberg-Moscow publication that gives a lower limit of 1.9×10^{25} y (90% confidence level). This is in conflict with the "best value of the new KDHK paper of 1.5×10^{25} y. This indicates a dependence of the results on the analysis model and the background evaluation.

Una seconda critica, quantitativa (hep-ph/0201291)

L'evidenza sperimentale del picco dipende in modo critico dalla finestra energetica in cui si ricerca il segnale:

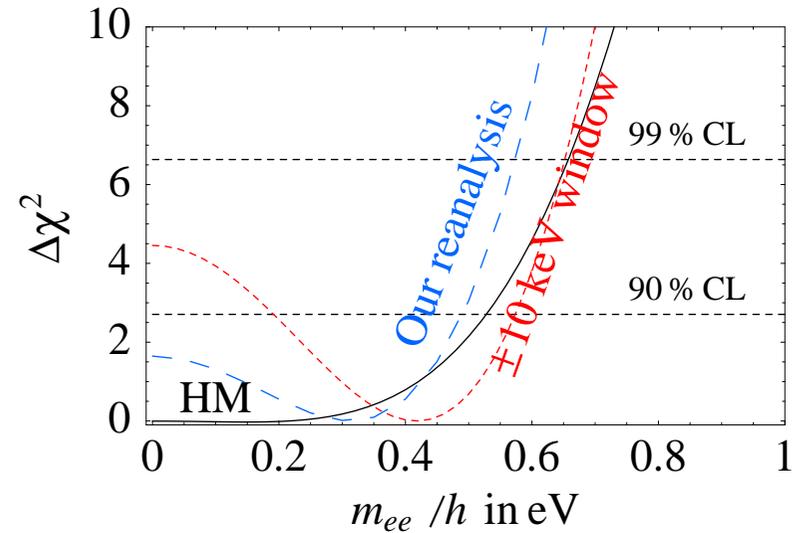


È stata scelta la larghezza di finestra che massimizza l'evidenza del segnale.

Inoltre si dovrebbero analizzare i dati come sovrapposizione del background+le linee note del Bismuto + il segnale

$$\frac{dn}{dE} = b + \sum_a p_a \rho(E - E_a) + s \rho(E - Q_0), \quad \rho(E) = \frac{e^{-E^2/2\sigma^2}}{\sqrt{2\pi}\sigma}$$

Risultato di questo terzo metodo, confrontato con quello precedente e quello pubblicato dalla collaborazione Heidelberg-Moscow.



Momento Magnetico dei neutrini

- Neutrini e antineutrini hanno momento magnetico μ_ν opposto $\Rightarrow \mu_\nu \neq 0$ implica neutrini di Dirac (oppure neutrini di Majorana dove il momento magnetico connette sapori diversi)
- Nel modello standard i neutrini POSSONO avere momento magnetico attraverso correzioni radiative:

$$\mu_\nu = \frac{3G_F e m_\nu}{8\sqrt{2}\pi^2} = 3.2 \cdot 10^{-19} m_\nu \mu_B$$

(μ_B = magnetoni di Bohr). Valore troppo piccolo per avere qualsiasi rilievo in astrofisica e per avere speranza di essere misurato in laboratorio

Momenti magnetici dell'ordine di $10^{-11} \mu_B$ potrebbero avere importanza in astrofisica e nella spiegazione dei neutrini solari.

Sezione d'urto debole per lo scattering elastico νe ($\bar{\nu} e$):

$$\frac{d\sigma}{dT} = [(g_V + x + g_A)^2 + (g_V + x - g_A)^2 (1 - \frac{T}{E_\nu})^2 + (g_A^2 - (g_V + x)^2) \frac{m_e T}{E_\nu^2}]$$

Sezione d'urto elettromagnetica (mediata dal momento magnetico):

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi \alpha^2 \mu_\nu^2}{m_e^2} \frac{(1 - T/E_\nu)}{T}$$

dove

T=energia cinetica dell'elettrone

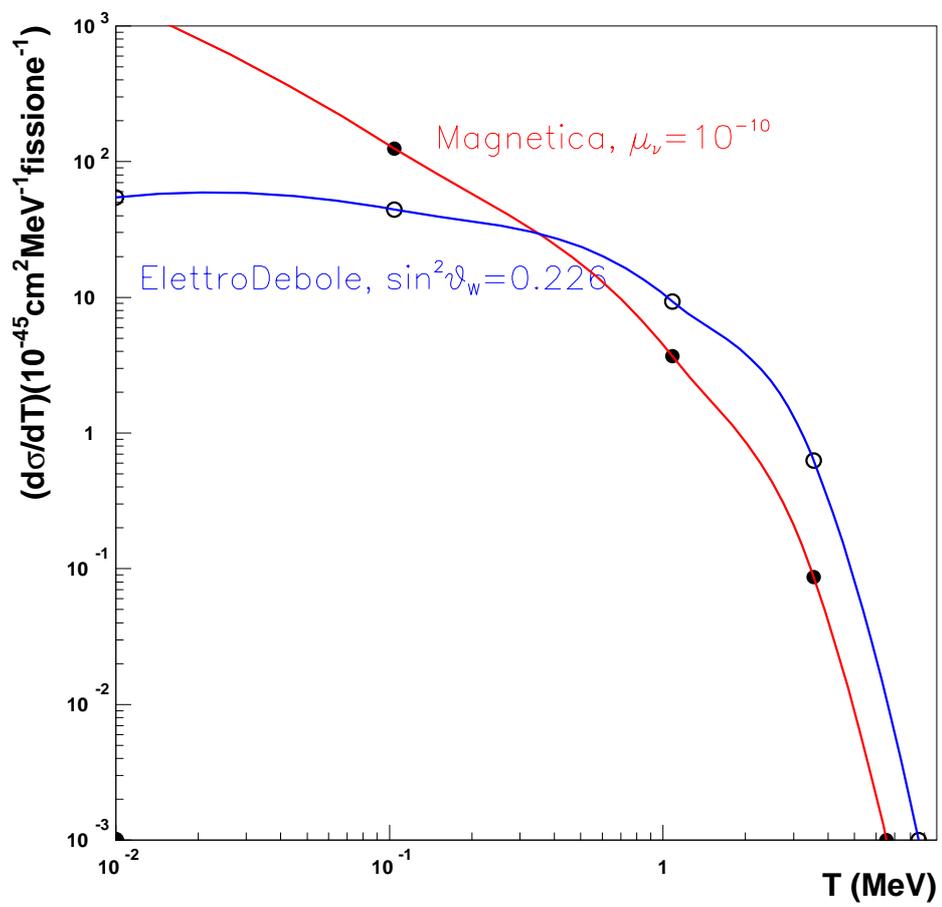
E_ν = energia del neutrino

$$g_V = 2\sin^2\theta_W + \frac{1}{2}$$

$$g_A = (-)\frac{1}{2} \text{ per } \nu_e(\bar{\nu}_e)$$

x é un fattore di forma del neutrino:

$$x \rightarrow -x \text{ per } \bar{\nu}_e .$$



μ_ν Principi Sperimentali

- Scattering elastico $\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e$ preferibile al $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$, per la minor sezione d'urto elettrodebole.
- Deve essere esplorata la regione di energia cinetica degli elettroni inferiore a 1 MeV
- Il segnale é un singolo elettrone. Nella zona di energia di interesse il fondo radioattivo e da cosmici é molto elevato. In particolare lo scattering Compton rappresenta un fondo quasi ineliminabile.

La scelta naturale é di misurare la sezione d'urto degli antineutrini emessi da reattori nucleari

Risultati Sperimentali

- **Reines et al. (1975)**, reattore nucleare di Savannah River, rivelatore di 15.9 kg di scintillatore plastico, circondato da uno schermo attivo anti-Compton di NaI. Segnale: segnale nel plastico in anticoincidenza con il NaI.

⇒ Con il valore di $\sin^2\theta_W$ attuale e il flusso ricalcolato del reattore il risultato

sarebbe $\nu_B = (2 - 4) \cdot 10^{-10} \mu_B$

- **Kurtchatov Institute (Mosca)**, rivelatore di 103 kg di C_6F_6 (scintillatore liquido), con un tetto di scintillatore plastico per mettere in anticoincidenza i cosmici.

⇒ $\nu_B < 2.4 \cdot 10^{-10} \mu_B$

Esperimento MUNU, reattore di Bugey, Francia

Collaborazione Neuchatel-Grenoble-Padova-Zurigo

Attualmente in presa dati

RIVELATORE: TPC a CF_4 , $1 m^3$ a 3 bar ($\sim 11kg$).

$CF_4 \rightarrow$ Alta densità, basso Z, no idrogeno (per evitare $\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$).

Misura energia dell'elettrone e direzione:

Eventi in avanti: $\bar{\nu}_e$ + fondi

Eventi all'indietro: fondi

\Rightarrow Misura simultanea del segnale e fondi.

ANTICOMPTON: $\sim 10 m^3$ di scintillatore liquido (NE235), equipaggiato da 48 PMT da 20.

Il rivelatore é a 18 m dal nocciolo di uno dei reattori dell'impianto nucleare di Bugey (presso Lione)

Event Rate (eventi/giorno)

T(MeV)	Debole	Elettromagnetica ($\mu_\nu = 10^{-10} \mu_B$)
> 0.3	6.0	3.2
> 0.8	1.7	0.5

FONDI:

- Cattura di μ cosmici \rightarrow nuclei radioattivi \rightarrow decadimento $\beta \sim 2 \text{ ev/giorno}$
- Radioattività esterna e sulle pareti della TPC $\rightarrow \sim 4 \text{ ev/giorno}$

$$\nu_\mu \leq 5 \cdot 10^{-11} \mu_B \text{ in un anno}$$

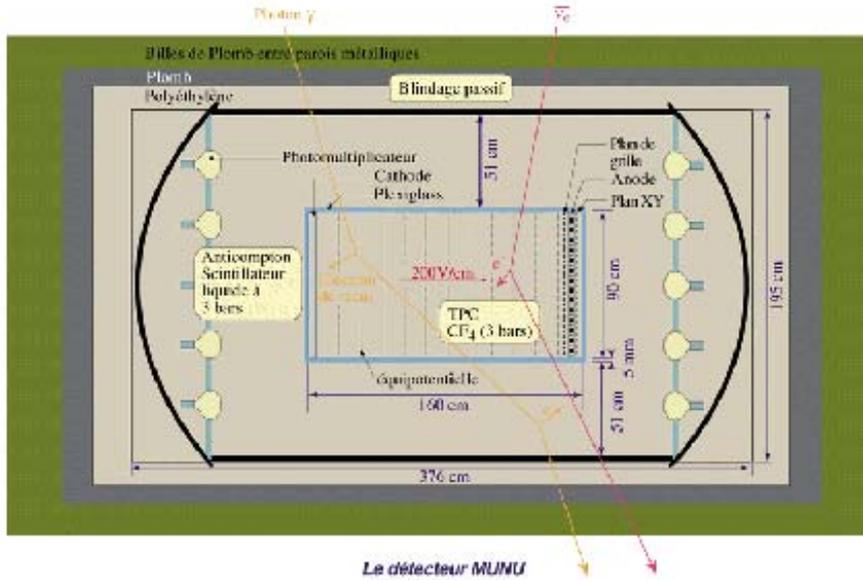


FIG. 2.5 – Schéma de principe du détecteur MUNU.

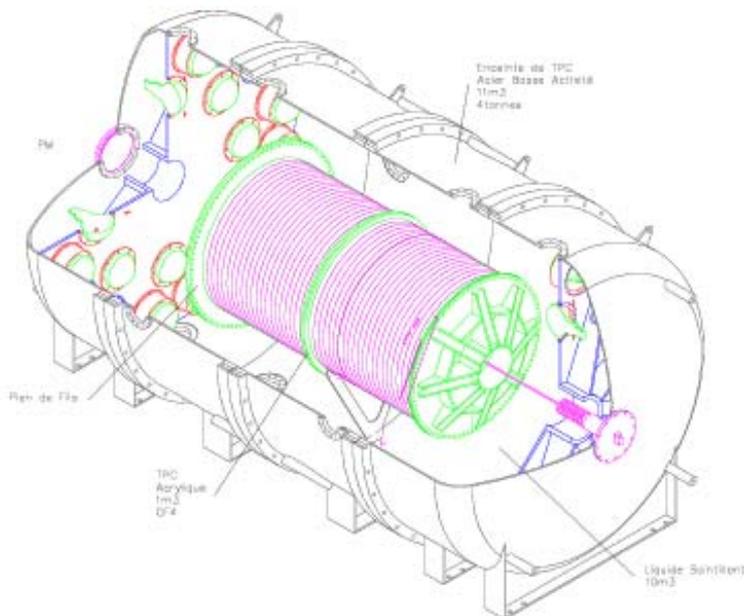


FIG. 2.6 – Vue éclatée du détecteur MUNU.