

Κοσμικά Νετρίνα

Ηλιακά Νετρίνα, (ν_e)

Προέρχονται από τις πυρηνικές αντιδράσεις που γίνονται στο εσωτερικό του Ηλίου. Ο αριθμός τους είναι εξαιρετικά μεγάλος $6 \cdot 10^7 / \text{cm}^2 \text{ s}$. Η ενέργεια τους είναι της τάξης μερικών MeV.

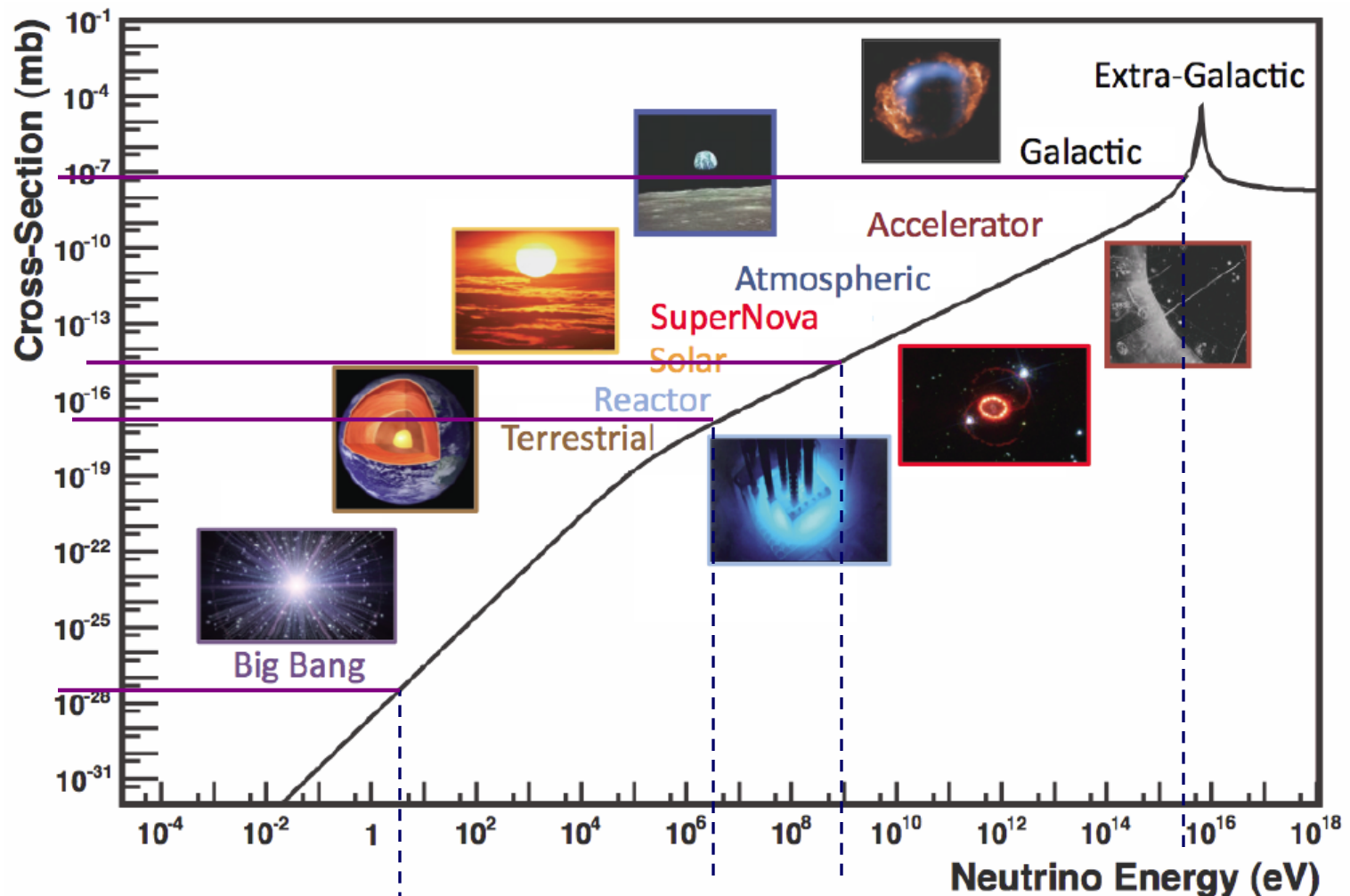
Ατμοσφαιρικά νετρίνα, (ν_μ, ν_e)

Προέρχονται από την διάσπαση πιονίων και καονίων τα οποία δημιουργούνται από τις αντιδράσεις των πρωτογενών πρωτονίων, πυρήνων. Η ενέργεια τους ακολουθεί την ενέργεια των πρωτογενών, η μέση τιμή είναι περίπου 1 GeV.

Γαλαξιακά, Εξωγαλαξιακά

Προέρχονται από αντιδράσεις πρωτονίων με το CMB και, από ενεργά αντικείμενα όπως τα AGN. Ενέργεια πάνω από TeV.

Ενεργειακή κλίμακα



Ενεργός Διατομή Νετρίνων Υψηλής Ενέργειας

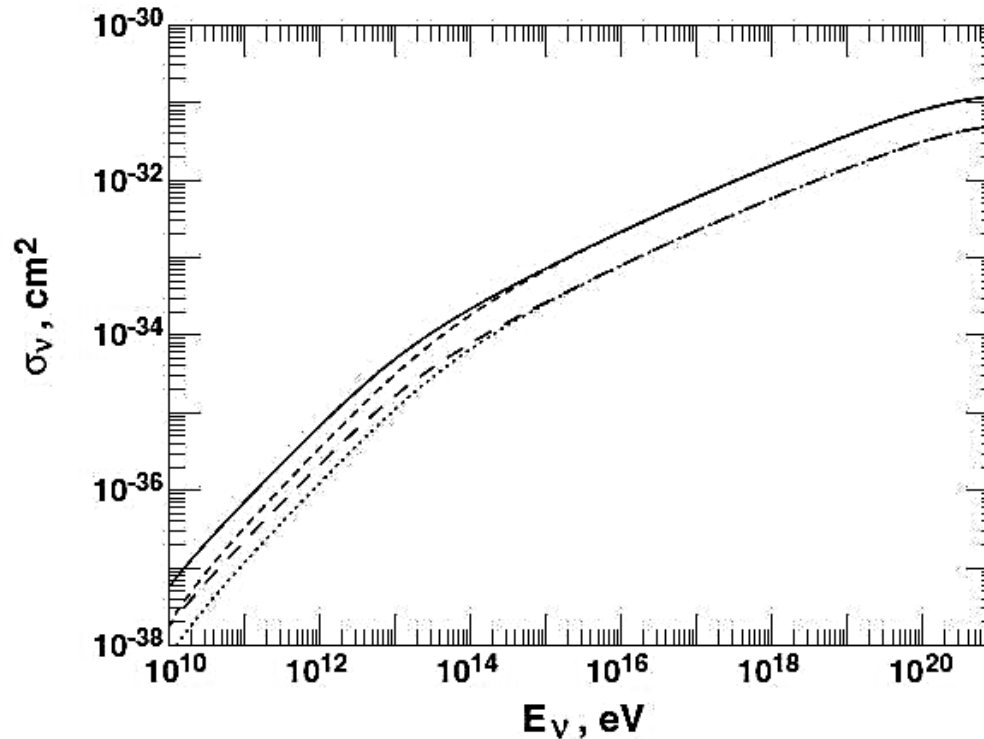


Fig. 10.2. Cross-sections for deep inelastic neutrino scattering. Neutrino CC cross-section is plotted with a solid line, the antineutrino with short dashes. The NC cross-section for neutrinos are plotted with long dashes, and for antineutrinos with a dotted line.

Ρυθμός αντιδράσεων ατμοσφαιρικών νετρίνων.

Υπολογισμός για ατμοσφαιρικά νετρίνα

Η ενεργός διατομή για ενέργειες από 1 GeV ως 3000 GeV είναι ίση με :

$$\sigma \sim 0,5 \cdot 10^{-38} E_\nu \text{ (Gev)}$$

Στην ενέργεια $E_\nu = 1 \text{ GeV}$ το γινόμενο της ροής των νετρίνων επί την ενεργό διατομή γίνεται μέγιστο.

Η ροή είναι περίπου ίση με: $1 \text{ νεutrino cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Ένας ανιχνευτής με 1 kt νερού περιέχει περίπου: 6×10^{32} νουκλεόνια.

Ρυθμός αντιδράσεων ανά έτος:

$$\frac{1 \nu}{\text{cm}^2 \text{ s}} \cdot \frac{.5 \times 10^{-38} \times 1}{\text{nucleon}} \cdot \frac{6 \times 10^{32}}{\text{kTn}} \cdot \frac{3.15 \times 10^7 \text{ s}}{\text{y}} \approx 100 \frac{\text{interactions}}{\text{y} \cdot \text{kTn}}$$

Προέλευση ατμοσφαιρικών νετρίνων, Διασπάσεις μεσονίων

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$$

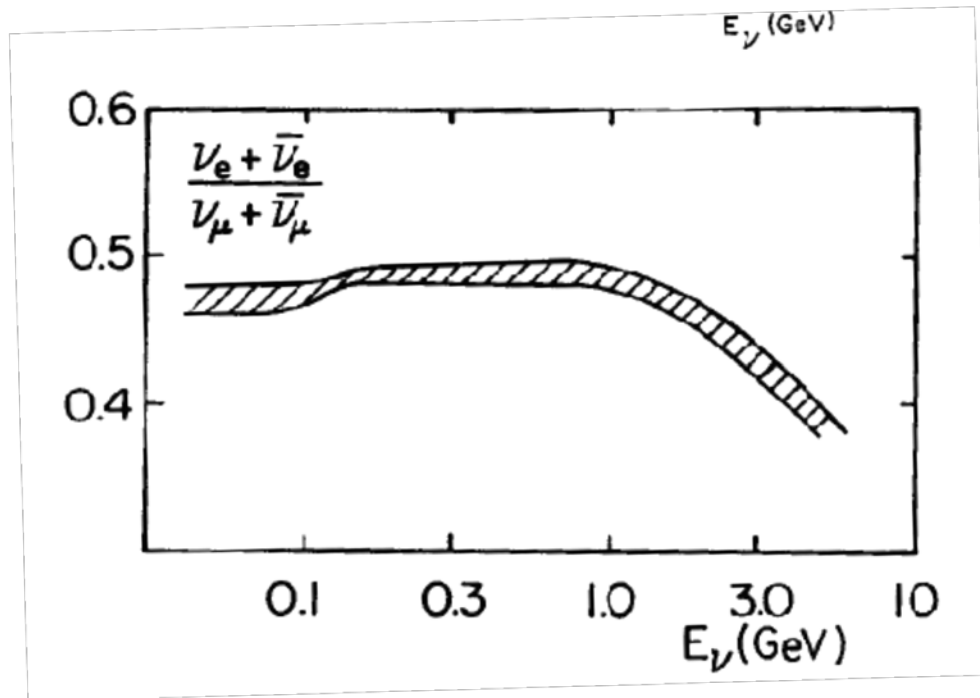
$$K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \approx 63.5\%$$

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_{\mu}(\nu_{\mu})$$

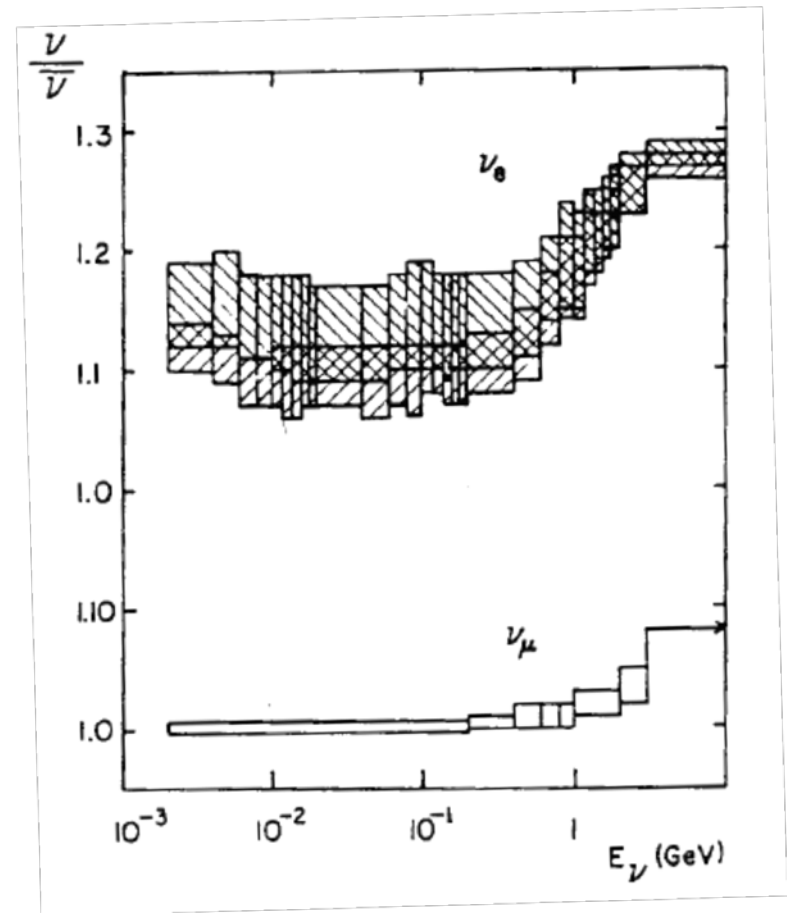
$$\frac{\nu_e + \bar{\nu}_e}{\nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu}} = \frac{1}{2}$$

Μικρές ενέργειες. Τα μίονια με ενέργεια πάνω από 2.5 GeV δεν προλαβαίνουν να διασπαστούν

Λόγοι ν_e ν_μ στην ατμόσφαιρα



Στις μικρές ενέργειες τα ν_e είναι περίπου τα μισά των ν_μ όμως σύντομα ο λόγος ελαττώνεται γιατί τα μόνια δεν προλαβαίνουν να διασπαστούν.



Ερμηνεία των διαγραμμάτων

- | | |
|--|---|
| <ul style="list-style-type: none">• Στις μικρές ενέργειες, ο λόγος ν_e/ν_μ είναι περίπου ίσος με 0,5.• Όμως όσο μεγαλώνει η ενέργεια, μικραίνει γιατί τα μίονια μεγάλης ενέργειας δεν προλαβαίνουν να διασπαστούν. | <ul style="list-style-type: none">• Όταν αυξάνεται η ενέργεια των πιονίων, το μήκος διάσπασης αυξάνεται και έτσι ελαττώνεται η πιθανότητα να διασπαστούν.• Στις ενέργειες πιονίων πάνω από τα 115 GeV τα πιονια αντιδρούν πριν διασπαστούν.• Τα μιονικά νετρίνα, παράγονται από διασπάσεις K_L σε λόγο 3/1.• Η διαδικασία αυτή, παράγει περισσότερα θετικά Καόνια από αρνητικά. Τα αντινετρίνα προέρχονται από τις διασπάσεις αρνητικών μεσονίων. |
|--|---|

Υπόγεια πειράματα νετρίνων

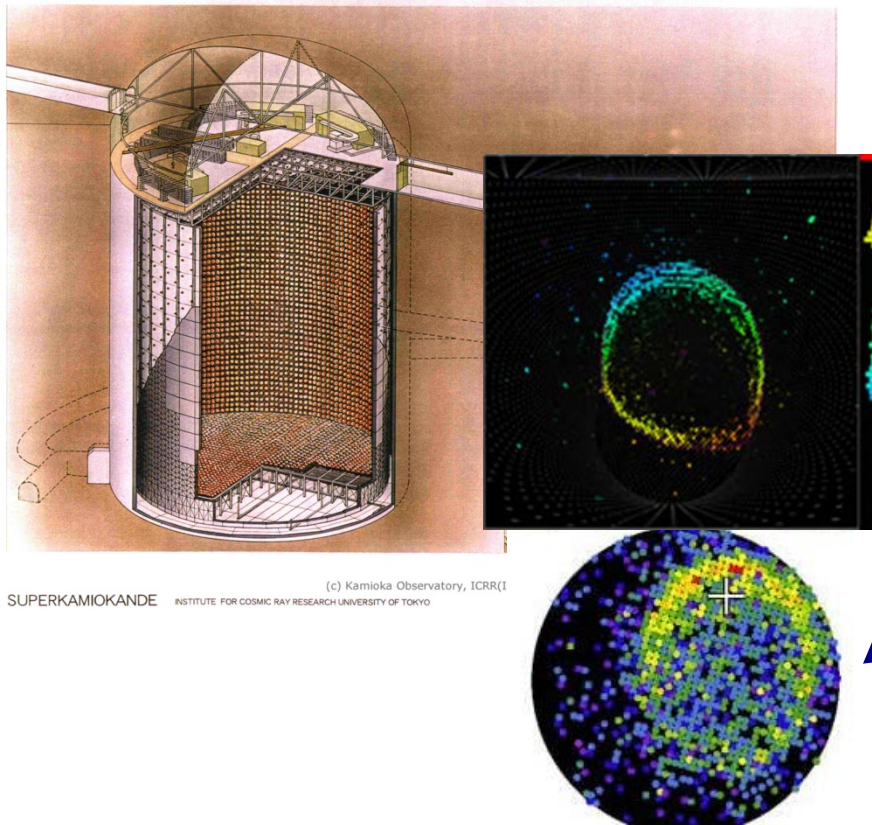
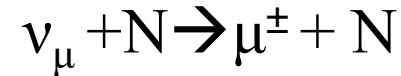
Αποτελέσματα

- SN 1987
- Ταλαντώσεις $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$
- Επίδραση μάζας στις ταλαντώσεις ν
- Όριο στη διάσπαση πρωτονίου.

- Τα πρώτα πειράματα , ξεκίνησαν για να μετρήσουν τη πιθανή διάσπαση του πρωτονίου. Το 1980 αναπτύχθηκαν θεωρίες που πρόβλεπαν τη διάσπαση του πρωτονίου. $p \rightarrow e^+ + \pi^0$
- Επειδή τα γεγονότα είναι πολύ σπάνια, τα ατμοσφαιρικά μίονια αποτελούν μεγάλο εμπόδιο. Επίσης χρειάζονταν μεγάλη μάζα ανιχνευτή. Οι ανιχνευτές που κατασκευάστηκαν αποτελούνταν από μια δεξαμενή νερού σε μεγάλο βάθος στο έδαφος. Τα φορτισμένα σωματίδια ανιχνεύονται από το φως Cerenkov που εκπέμπουν. Οι αντιδράσεις νετρίνων αρχικά θεωρούνταν ως υπόβαθρο.
- Τελικά αποδείχθηκε ότι η μελέτη των νετρίνων απέδωσε σπουδαία αποτελέσματα.

Ανιχνευτής super- KAMIOKANDE

45 ktn νερό 11000 PMT 50 cm

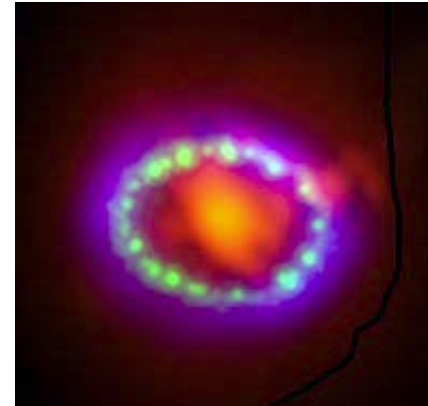


- Ακτινοβολία για μ και e . Τα μίονια χάνουν λίγη ενέργεια μέσα στο νερό, το δακτυλίδι C που σχηματίζεται, έχει ευδιάκριτα όρια.
- Το ηλεκτρόνιο χάνει σταδιακά ενέργεια, το δακτυλίδι μετατρέπεται σε γεμάτο δίσκο.



SN 1987

- KAMIOKANDE
- IMB
- BAKSAN



$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad \sigma = 7.5 \times 10^{-44} (E / \text{MeV}) \text{cm}^2$$

$$S_{\nu_e} : S_{\bar{\nu}_e} : S_{\nu_\mu} = 2 : 40 : 1$$

Τι προέκυψε από τη μέτρηση

- Μοντέλα SN
- Ενέργεια σε νετρίνα $3 \times 10^{53} \text{ erg}$
- Μάζα $m_\nu < 15 \text{ eV}$

Μετρήσεις

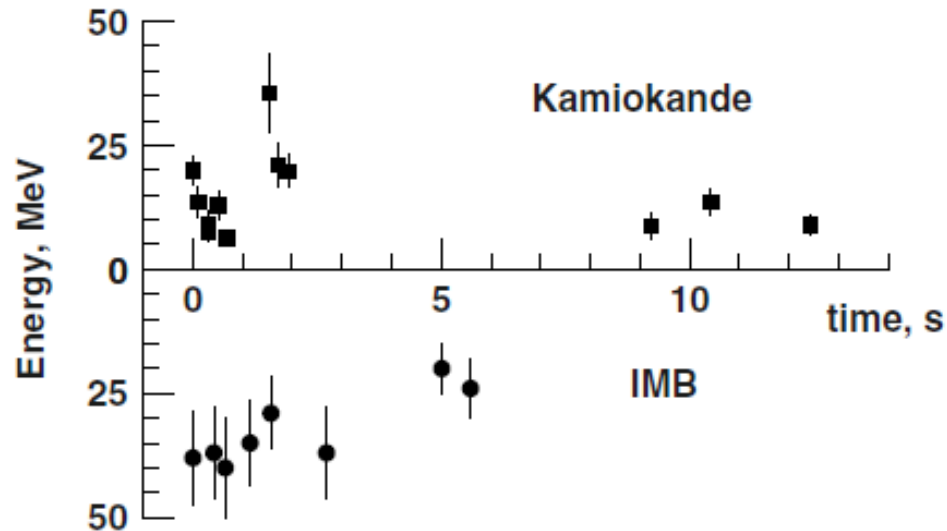


Fig. 3.5. Energy–time plot of the neutrinos detected by Kamiokande (squares) and IMB (filled circles). Note the higher energy threshold of the IMB detector. The first neutrinos detected by each detector are assumed to arrive simultaneously.

- Το KND (2,1 kt water) Ανίχνευσε 12 νετρίνα
- Το IMB (10 kt) ανίχνευσε 7 γεγονότα
- Τα περισσότερα ανιχνεύθηκαν τα πρώτα 2 sec

Ανίχνευση

Στους ανιχνευτές νετρίνων τα νετρίνα αλληλεπιδρούν με τα ελεύθερα πρωτόνια (υδρογόνο) ή με τους πυρήνες οξυγόνου. Η ενεργός διατομή για τις χαμηλές ενέργειες είναι μεταξύ 10^{-44} ως 10^{-45} cm^2 ανάλογα με την γεύση του νετρίνου. Οι αντιδράσεις $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ και η $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^\pm + N$ έχουν διατομές της τάξης 10^{-45} . Η αντίδραση των αντνετρίνων

$$(\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+)$$

έχει διατομή $\sigma = 7.5 \times 10^{-44} (\text{E/MeV}) \text{ cm}^2$.

Λόγω της αντίδρασης αυτής, ο λόγος των ενεργών διατομών γίνεται: $S_{\nu_e} : S_{\bar{\nu}_e} = 2 : 40$

Η γωνιακή κατανομή του παραγόμενου ηλεκτρόνιου είναι ισότροπη.

Τα γεγονότα που παρατηρήθηκαν στα πειράματα IMB και KAMIOKANDE είχαν ισότροπη κατανομή.

Ενέργεια μοντέλα.

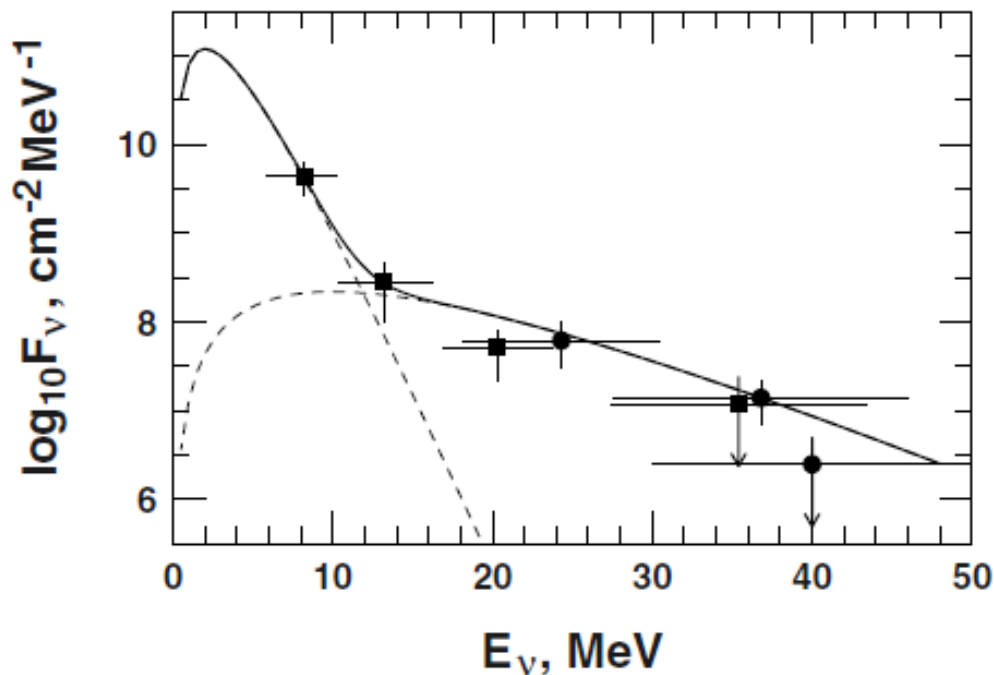


Fig. 3.6. Energy spectrum of the supernova neutrinos. The Kamiokande data are plotted with squares and IMB – with dots. The two dashed lines represent black body spectra with temperatures 1.5 and 5 MeV and the solid line is their sum.

Οι δύο καμπύλες αντιστοιχούν σε ακτινοβολία μέλανος σωματος με θερμοκρασία 1,5 MeV και 5 MeV.

Η Εξέλιξη του SN1987 επιβεβαίωσε τα μοντέλα για SN.

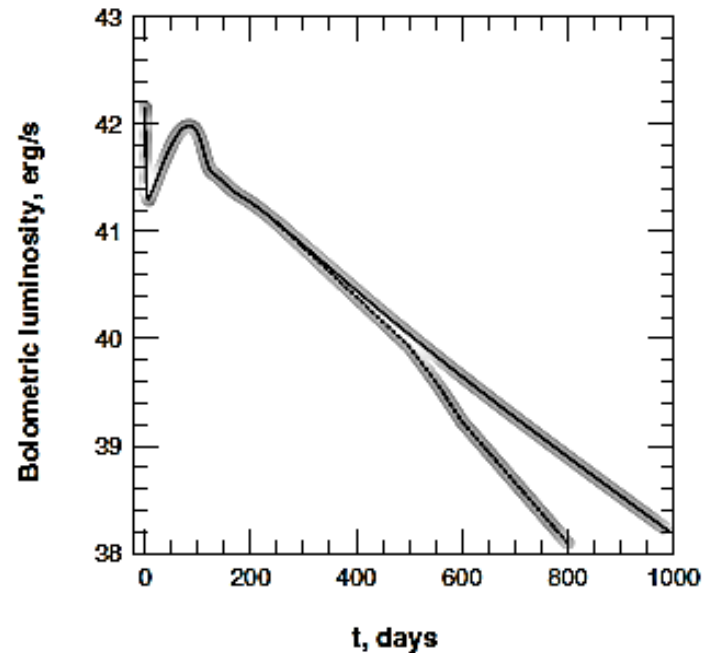


Fig. 3.7. The bolometric luminosity of SN1987a during the first 1,000 days after the explosion. The lower branch after ~ 400 days shows the optical luminosity and the upper branch adds the optical, X-ray and the γ -ray luminosities.

Η φωτεινή ροή ξεκίνησε περίπου 3 ώρες μετά την εκπομπή νετρίνων.

Το μέγιστο φωτεινότητας, μετά από 10 μέρες, οφείλεται στην αύξηση της διαφάνειας του κελύφους. Η κάτω καμπύλη είναι οι μετρήσεις σε ακτίνες Χ και γ ενώ η επάνω σε οπτικές.

Λίγα λόγια για την έκρηξη του SN.

- Κατά την έκρηξη του SN, η συνολική ενέργεια που ελευθερώνεται είναι $2-3 \times 10^{53}$ erg και ακτινοβολείται σε περίπου 10s. Η ενέργεια αυτή προκύπτει από την ενέργεια δέσμευσης του αστέρα.
- Σε θερμοκρασία 2×10^{12} K ή 200 MeV, παράγονται ζεύγη σωματιδίων, αν η μάζα τους είναι μικρότερη από τη διαθέσιμη ενέργεια. Τα νετρίνα μετά από πολλαπλές σκεδάσεις χάνουν ενέργεια και καταλήγουν στα 20-30 MeV πριν διαφύγουν. Τα ν_μ και ν_τ σκεδάζονται λιγότερες φορές (μικρότερη διατομή) και διαφεύγουν με υψηλότερες ενέργειες.
- Η ενέργεια του αστέρα ακτινοβολείται κυρίως από τα νετρίνα. Η εκπομπή είναι πολύ έντονη τα πρώτα 10 δευτερόλεπτα. (99% της ενέργειας πηγαίνει σε νετρίνα).
- Τα νετρίνα από αντίστροφη β , $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ ακτινοβολούνται στα πρώτα κλάσματα δευτερολέπτου.
- Αν υπολογίσουμε τη ροή νετρίνων στη γη από την έκρηξη του SN1987:

$$F_\nu = \frac{E_b}{15 \text{ MeV}} \frac{1}{\pi (4 \text{ kpc})^2} \simeq 3 - 6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$$

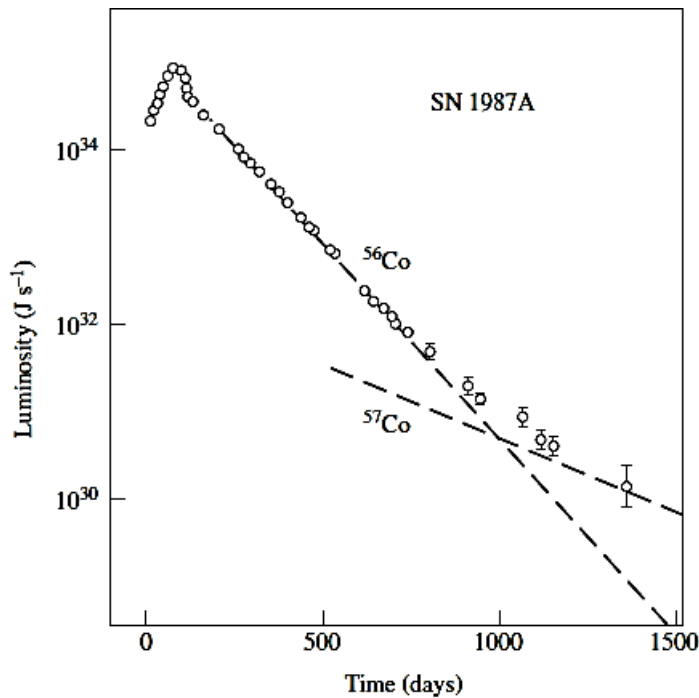


Fig. 10.8 The light curve of supernova SN 1987A. After the initial outburst, the luminosity fell rapidly over the first 100 days, being dominated by the beta decay of ⁵⁶Ni to ⁵⁶Co, with a mean lifetime $\tau = 9$ days. From time $t = 100$ to $t = 500$ days, the energy release was dominated by the beta decay of ⁵⁶Co to ⁵⁶Fe, with $\tau = 111$ days. Beyond $t = 1000$ days, the important decay is of ⁵⁷Co to ⁵⁷Fe ($\tau = 391$ days) as well as that of other long-lived isotopes. Most of the heavy nuclei would have been produced in rapid absorption reactions of neutrons with the material of the infalling envelope. Interestingly enough, no neutron star has been detected following this particular supernova. (After Suntzeff *et al.* 1992.)

Η καμπύλη φωτεινότητας, ταιριάζει με την καμπύλη διάσπασης του ⁵⁶Co και ⁵⁷Co .

Η Εξέλιξη του Sn1987 επιβεβαίωσε τα μοντέλα για SN.

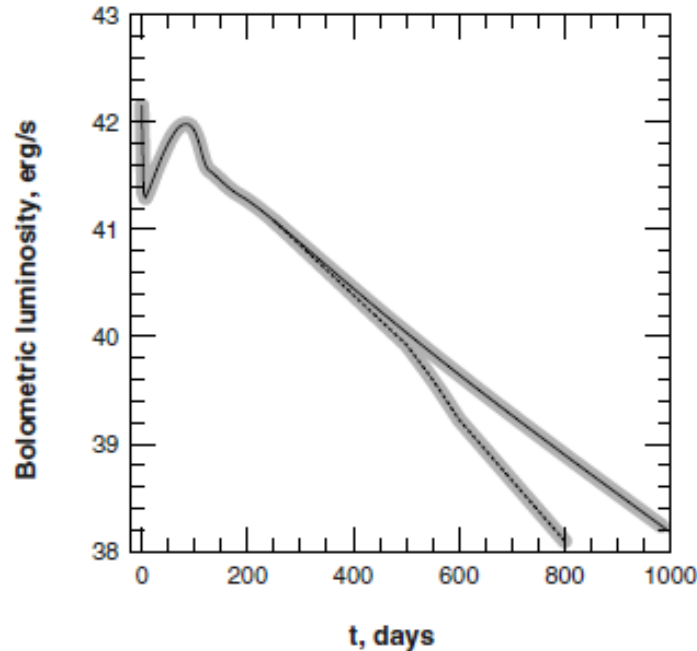


Fig. 3.7. The bolometric luminosity of SN1987a during the first 1,000 days after the explosion. The lower branch after ~ 400 days shows the optical luminosity and the upper branch adds the optical, X-ray and the γ -ray luminosities.

Η φωτεινή ροή ξεκίνησε περίπου 3 ώρες μετά την εκπομπή νετρίνων.

Το μέγιστο φωτεινότητας μετά από 10 μέρες οφείλεται στην αύξηση της διαφάνειας του κελύφους. Η κάτω καμπύλη είναι οι μετρήσεις σε ακτίνες x και γ ενώ η επάνω σε οπτική ακτινοβολία.

Ενέργεια

Από τις μετρήσεις, η ενέργεια που ακτινοβολήθηκε σε αντνετρίνα ήταν $4,5 * 10^{52}$ erg . Αν υπολογίσουμε και την ενέργεια των νετρίνων ν_{μ} και ν_{τ} που δεν αντιδρούν στις χαμηλές ενέργειες, προκύπτει ότι η ενέργεια που ακτινοβολήθηκε σε νετρίνα, ήταν συνολικά $3 * 10^{53}$ και συμφωνεί με τα θεωρητικά μοντέλα!

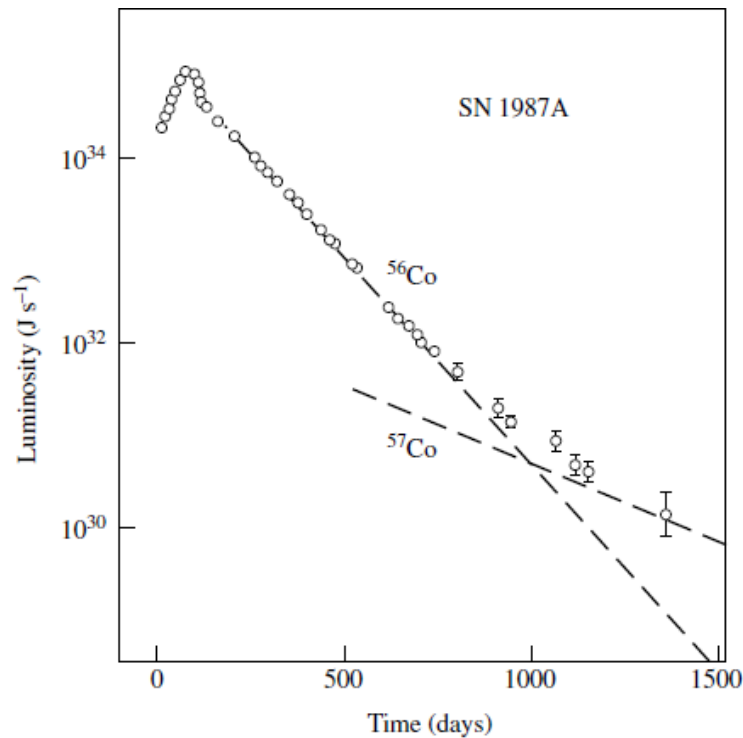
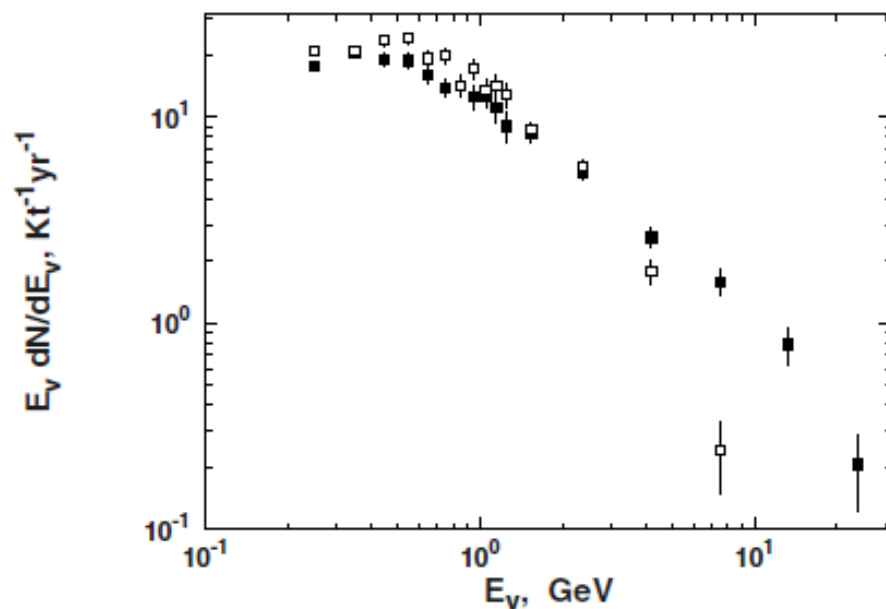


Fig. 10.8 The light curve of supernova SN 1987A. After the initial outburst, the luminosity fell rapidly over the first 100 days, being dominated by the beta decay of ⁵⁶Ni to ⁵⁶Co, with a mean lifetime $\tau = 9$ days. From time $t = 100$ to $t = 500$ days, the energy release was dominated by the beta decay of ⁵⁶Co to ⁵⁶Fe, with $\tau = 111$ days. Beyond $t = 1000$ days, the important decay is of ⁵⁷Co to ⁵⁷Fe ($\tau = 391$ days) as well as that of other long-lived isotopes. Most of the heavy nuclei would have been produced in rapid absorption reactions of neutrons with the material of the infalling envelope. Interestingly enough, no neutron star has been detected following this particular supernova. (After Suntzeff *et al.* 1992.)

Η καμπύλη φωτεινότητας του SN1987. Μετά την αρχική έκρηξη η καμπύλη έπεσε γρήγορα. Τις πρώτες 100 ημέρες επικρατεί η διάσπαση βήτα ⁵⁶Ni σε ⁵⁶Co με μέσο χρόνο ζωής 9 ημ. Από t=100 ως t=500 ημ επικρατεί η διάσπαση βήτα ⁵⁶Co σε ⁵⁶Fe με τα=11ημ . Πέρα από τις 1000 ημ η σημαντική διάσπαση είναι η ⁵⁷Co σε ⁵⁷Fe , καθώς και άλλες από ισότοπα με μεγάλο χρόνο ζωής.

Νετρίνα σε μεγάλο βάθος

Πρώτα αποτελέσματα
IMB, KAMIOKANDE

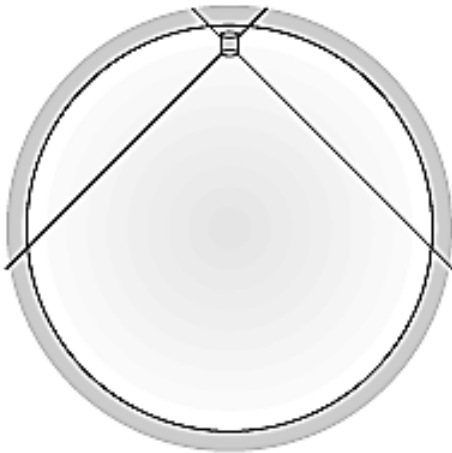


$$\frac{R(\mu/e)_{\text{observed}}}{R(\mu/e)_{\text{predicted}}} \sim \frac{1.25}{2.00} \sim 0.6$$

Λιγότερα ν_μ , ένδειξη ταλάντωσης.

Fig. 7.15. Energy spectrum of muon-like (open symbols) and e-like (closed symbols) events detected by Super-K. E_ν is the visible energy of the detected leptons.

Πειράματα ανίχνευσης νετρίνων



Η περιοχή το μέγιστου των νετρίνων (περίπου 1 GeV) επηρεάζεται από το γεωμαγνητικό μαγνητικό πεδίο και έγιναν λεπτομερείς υπολογισμοί με MC.

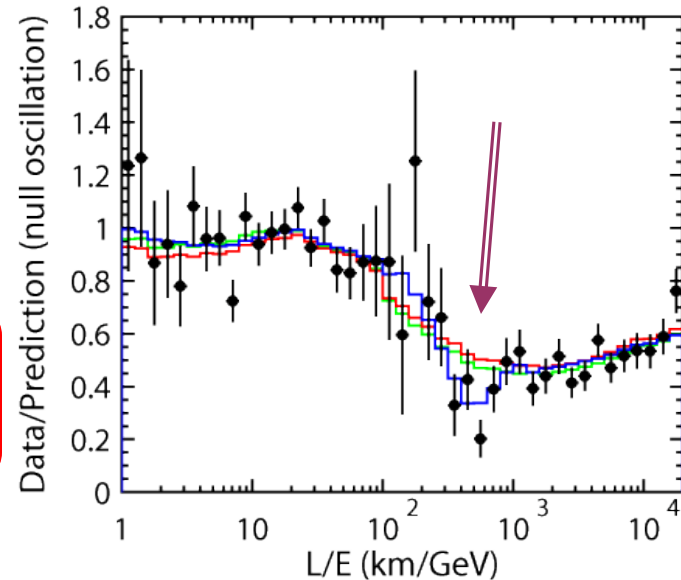
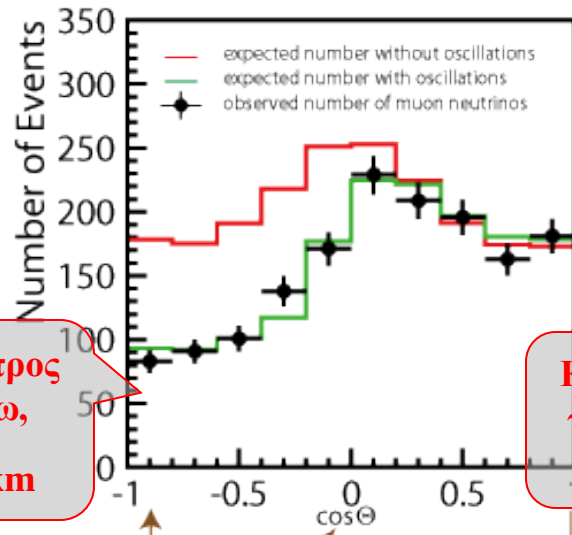
Τα νετρίνα που ανεβαίνουν καλύπτουν μεγάλη επιφάνεια της γης και έτσι η ροή τους δεν είναι ευαίσθητη στα μαγνητικά πεδία.

Ανάλογα με την ζενιθιακή γωνία διανύουν μεγαλύτερη απόσταση μέσα στη γη.

Η γη είναι διαφανής για νετρίνα μέχρι ενέργεια 10^5 GeV.

Για τις ενέργειες αυτές, το μήκος αντίδρασης των νετρίνων $\lambda_\nu = (N_A \sigma_{\nu N})^{-1}$ γίνεται ίσο με τη διάμετρο της γης.

KAMIOKANDE neutrino oscillation



Η μείωση εμφανίζεται στα νετρίνα που ανεβαίνουν και εξαρτάται από τη γωνία. Το φαινόμενο δεν εμφανίζεται στα νετρίνα που κατεβαίνουν. Τα νετρίνα δημιουργούνται σε ύψος 15 km στην ατμόσφαιρα. Όσα κατεβαίνουν, δεν έχουν αρκετή διαδρομή για ταλάντωση.

Η πράσινη γραμμή αντιστοιχεί στην υπόθεση τη ταλάντωσης.

Λόγος διαδρομής L προς την ενέργεια E νετρίνου. Ξεχωρίζει το ελάχιστο που προκαλείται απ' την ταλάντωση. Το ελάχιστο εμφανίζεται στη θέση $L/E \sim 500$ km/GeV.

Ερμηνεία.

- Το φαινόμενο παρατηρήθηκε στα μιονικά νετρίνα ν_μ και όχι στα ηλεκτρονικά ν_e . Έχει σχέση με τη διαφορά μάζας Δm_{12} (είναι μικρότερη) δεν ευνοείται η μέτρηση της ταλάντωσης. Το μήκος ταλάντωσης είναι πολύ μεγάλο σε σχέση με το ύψος της ατμόσφαιρας ή της γής.
- Τα ν_μ μετατρέπονται σε ν_τ , τα οποία δεν μπορούν να ανιχνευθούν λόγω της μεγάλης ενέργειας που απαιτείται για τη δημιουργία του τ .
- Η ενέργεια που χρειάζεται ένα ν_e για να δημιουργήσει ν_μ είναι περίπου **3,6 GeV** ενώ η μέση ενέργεια των ατμοσφαιρικών νετρίνων είναι περίπου **1 GeV**. Η μετατροπή τους σε ν_μ είναι εξαιρετικά μικρή σύμφωνα με τα παραπάνω.
- Στο δείγμα του KND πρέπει να περιέχονται αρκετά ν_τ , όμως ο χρόνος διάσπασης του ν_τ είναι πολύ μικρός για να παρατηρηθεί η τροχιά και τα προϊόντα διάσπασης του τ .

Ταλάντωση ατμοσφαιρικών νετρίνων υπολογισμός για δύο γεύσεις.

- Στις αντιδράσεις τα νετρίνα συμπεριφέρονται σύμφωνα με τις «γεύσεις» (flavors).
- Η μάζα των νετρίνων προκύπτει σαν γραμμικός συνδυασμός των ιδιοκαταστάσεων μάζας.

$(\nu_e \ \nu_\mu)$ ιδιοκαταστάσεις αντίδρασης

$(\nu_1 \ \nu_2)$ ιδιοκαταστάσεις μάζας

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

$$\nu_e = \cos \theta \nu_1 + \sin \theta \nu_2$$

$$\nu_\mu = -\sin \theta \nu_1 + \cos \theta \nu_2$$

Πίνακας Μάζας

$$\left(\begin{array}{l} h = c = 1 \\ E_\nu = pc \end{array} \right) \quad E_{ij} = \sqrt{p^2 + m_i^2} \approx E_\nu + \frac{m_i^2}{2E_\nu}$$
$$\mathbf{M} = \left(\begin{array}{cc} E_\nu + \frac{m_1^2}{2E_\nu} & 0 \\ 0 & E_\nu + \frac{m_2^2}{2E_\nu} \end{array} \right)$$

Κυματοσυναρτήσεις νετρίνων

$\nu(t)$ είναι οι συναρτήσεις και $\nu(0)$ οι αρχικές τιμές για $t=0$

$$i \frac{d}{dt} \nu(t) = E \nu(t) \Rightarrow \begin{aligned} \nu_1(t) &= e^{-i\omega_1 t} \nu_1(0) \\ \nu_2(t) &= e^{-i\omega_2 t} \nu_2(0) \end{aligned}$$

$$(E = h\omega, h = 1) \Rightarrow \begin{aligned} \nu_1(t) &= e^{-iE_1 t} \nu_1(0) \\ \nu_2(t) &= e^{-iE_2 t} \nu_2(0) \end{aligned}$$

Αντικατάσταση:

$$\nu_1(t) = e^{-iE_\nu t} e^{-i \frac{m_1}{2E_\nu} t} \nu_1(0)$$

$$\nu_2(t) = e^{-iE_\nu t} e^{-i \frac{m_2}{2E_\nu} t} \nu_2(0)$$

Υπολογίζουμε τη διαφορά φάσης ανάμεσα στις δύο συναρτήσεις

$$\varphi = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2E_\nu} t = \frac{\Delta m_{12}^2}{2E_\nu} \frac{L}{c}$$

Το μήκος που αντιστοιχεί σε μία περίοδο

$$L_{osc} = \frac{4\pi E_\nu}{\Delta m_{12}^2} \text{ \AA } \mu \text{ \textit{κος ταλ ντωσης}}$$

Η πιθανότητα η κατάσταση να είναι ν_e, ν_μ

$$P = \left\langle \nu_e \left| \nu_\mu \right. \right\rangle^2 = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi L}{L_{osc}}$$

Ο όρος που αντιστοιχεί σε σταθερή φάση δίνει γινόμενο μονάδα. (Το *ket* αντιστοιχεί στη συζυγή συνάρτηση.)

Ταλάντωση ατμοσφαιρικών νευτρίνων

Η ταλάντωση που παρατηρούμε είναι ανάμεσα σε ν_μ και ν_τ .
Λόγω του μεγάλου Δm^2 έχει μικρότερο μήκος ταλάντωσης.

$$\begin{aligned}\nu_\alpha &= \cos \theta \times \nu_1 + \sin \theta \times \nu_2 \\ \nu_\beta &= -\sin \theta \times \nu_1 + \cos \theta \times \nu_2 ,\end{aligned}$$

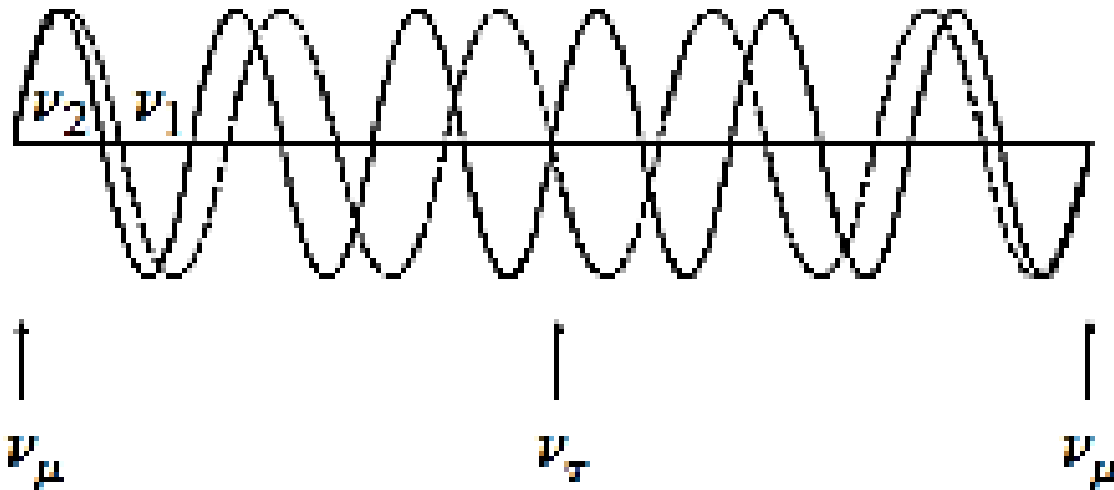
$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

$$P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 L}{E} \right)$$

$$P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau) = 1 - P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\mu)$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e),$$

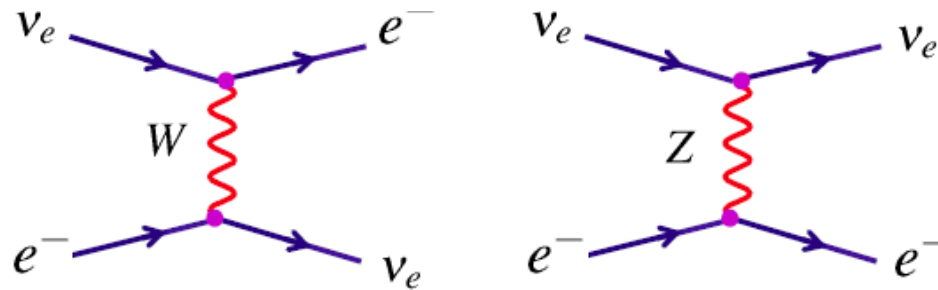
$$\theta = 45^\circ$$



$$P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 L}{E} \right)$$

$$P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau) = 1 - P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\mu)$$

Ξεκινάμε με την υπόθεση ότι έχουμε ίσα ποσοστά γεύσεων, δηλαδή η γωνία ανάμειξης $\vartheta = 45^\circ$. Για $\Delta m^2 = 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ όπως υπολογίζεται από τα ατμοσφαιρικά δεδομένα, και ενέργεια 2 GeV , το μήκος ταλάντωσης είναι 2400 km . Το αποτέλεσμα οφείλεται στην πολύ μικρή τιμή του Δm^2 .



Η σκέδαση του ηλεκτρονικού νετρίνου με τα ηλεκτρόνια, ισοδυναμεί με την παρουσία ενός δυναμικού V_e . Η αντίδραση αυτή δεν είναι δυνατή για τα μιονικά διότι δεν έχουν αρκετή ενέργεια να δημιουργήσουν μίονια.

G_F είναι η σταθερά Fermi και N_e η πυκνότητα των ηλεκτρονίων

στο εσωτερικό του ηλίου.

$$V_e = \sqrt{2}G_F N_e$$

$$\underline{V_e = G_F \sqrt{2} N_e}$$

$$m^2 = E^2 - p^2 \rightarrow (E + V_e)^2 - p^2 \approx m^2 + 2EV_e$$

$$\Delta m_m^2 = 2\sqrt{2}G_F N_e E \quad (\text{D.3})$$

Ταλάντωση ηλιακών νετροίνων

$$V_e = G_F \sqrt{2} N_e$$

$$m^2 = E^2 - p^2 \rightarrow (E + V_e)^2 - p^2 \approx m^2 + 2EV_e$$

$$\Delta m_m^2 = 2\sqrt{2}G_F N_e E \quad (\text{D.3})$$

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \underline{M}_V \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (\text{D.2})$$

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} m_1^2/2p & 0 \\ 0 & m_2^2/2p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} p & 0 \\ 0 & p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (\text{D.1}) \end{aligned}$$

$$\underline{M}_V = \left[\frac{(m_1^2 + m_2^2)}{4p} \right] \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \left(\frac{\Delta m^2}{4p} \right) \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix}$$

$$M_M = \left[\frac{(m_1^2 + m_2^2)}{4p} + \frac{\sqrt{2}G_F N_e}{2} \right] \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \left[\frac{\Delta m^2}{4p} \right] \begin{pmatrix} -\cos 2\theta + A & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta - A \end{pmatrix} \quad (\text{D.4})$$

$$\left[\frac{\Delta m_m^2}{4p} \right] \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_m & \sin 2\theta_m \\ \sin 2\theta_m & \cos 2\theta_m \end{pmatrix} \quad (\text{D.5})$$

$$\tan 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{[\cos 2\theta - A]} = \frac{\tan 2\theta}{[1 - (L_\nu/L_e) \sec 2\theta]} \quad (\text{D.6})$$

$$L_\nu = L_e \cos 2\theta \quad \text{or} \quad N_e(\text{res}) = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{(2\sqrt{2}G_F p)} \quad (\text{D.7})$$

$$M_M = \left[\frac{(m_1^2 + m_2^2)}{4p} + \frac{\sqrt{2}G_F N_e}{2} \right] \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad A = 2\sqrt{2}G_F N_e P / \Delta m^2$$

$$+ \left[\frac{\Delta m^2}{4p} \right] \begin{pmatrix} -\cos 2\theta + A & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta - A \end{pmatrix} \quad (D.4)$$

$$\left[\frac{\Delta m_m^2}{4p} \right] \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_m & \sin 2\theta_m \\ \sin 2\theta_m & \cos 2\theta_m \end{pmatrix} \quad (D.5)$$

$$\tan 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{[\cos 2\theta - A]} = \frac{\tan 2\theta}{[1 - (L_\nu/L_e) \sec 2\theta]} \quad (D.6)$$

$$L_\nu = L_e \cos 2\theta \quad \text{or} \quad N_e(\text{res}) = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{(2\sqrt{2}G_F p)} \quad (D.7)$$

Διαφορά μαζών

$$\Delta m_{21}^2 \equiv \Delta m_{\text{sol}}^2 = 7.59 \pm 0.20$$

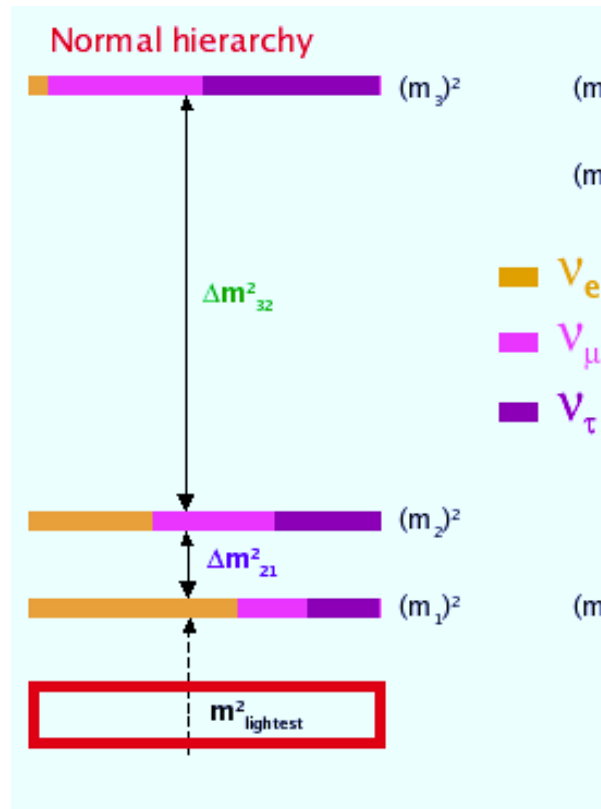
$$-0.21 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 [16]$$

$$|\Delta m_{31}^2| \approx |\Delta m_{32}^2| \equiv \Delta m_{\text{atm}}^2$$

$$= 2.43 \pm 0.13 \pm 0.13 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 [16]$$

Μέτρηση σε
επιταχυντές και
ατμοσφαιρικά
νετρίνα.

Μέτρηση σε
αντιδραστήρες και
ηλιακά νετρίνα.



The Nobel Prize in Physics 2015

Solar neutrino oscillations



Takaaki Kajita

**Atmospheric neutrino
oscillations**

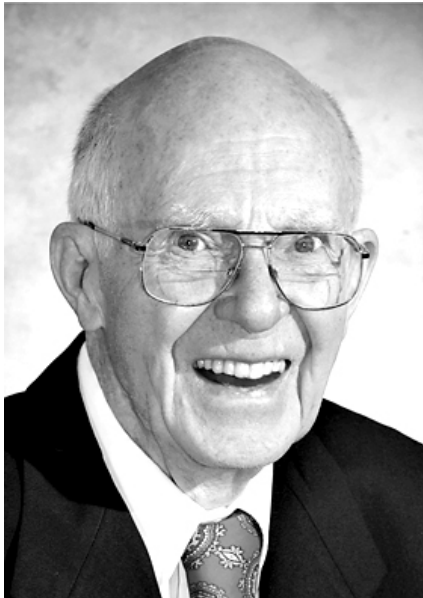


Arthur B. McDonald

**Solar neutrino
oscillations proof**

The Nobel Prize in Physics

2002



**Raymond
Davis Jr.**

Solar neutrino Deficite



Masatoshi Koshihara



Riccardo Giacconi

X-ray astronomy

Ταλάντωση μιονικού νετρίνου σε νετρίνο ταυ.

$$\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$$

$s = (p_{\nu} + p_n)^2 = (E_{\nu} + m_n)^2 - E_{\nu}^2$
Require: $s > (m_{\ell} + m_p)^2$
 $\Rightarrow E_{\nu} > \frac{(m_p^2 - m_n^2) + m_{\ell}^2 + 2m_p m_{\ell}}{2m_n}$

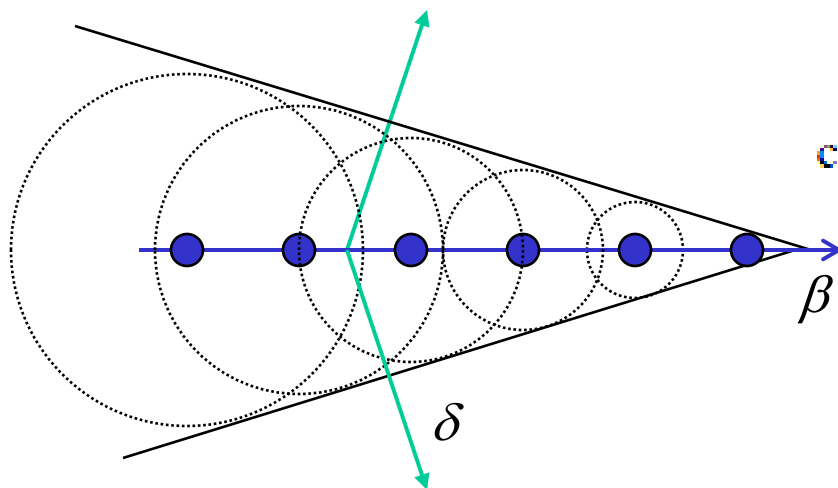
$E_{\nu_e} > 0$ $E_{\nu_{\mu}} > 110 \text{ MeV}$ $E_{\nu_{\tau}} > 3.5 \text{ GeV}$

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu^{\pm} + N$$

$$\begin{aligned} \nu_{\mu} &\rightarrow \nu_{\tau} \\ \nu_{\tau} + N &\rightarrow \tau^{\pm} + N \end{aligned}$$

Για να παραχθεί ένα τ χρειάζεται ένα ν_{τ} με ελάχιστη ενέργεια **3,5 GeV**. Άρα τα ν_{τ} με μικρότερη ενέργεια δεν αντιδρούν και δεν μετρώνται.

Ακτινοβολία Cerenkov (1)

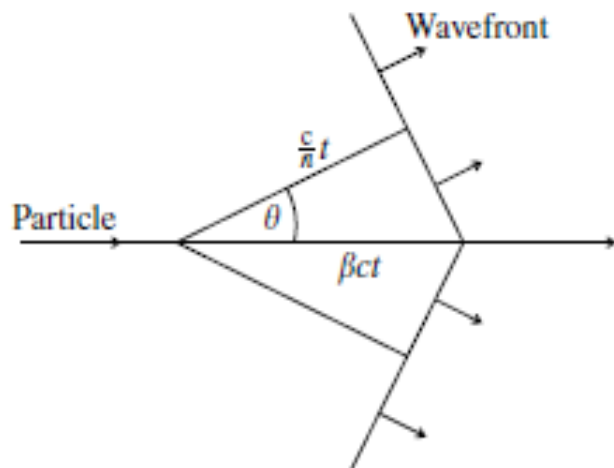


$$\cos \theta = \frac{(ct/n)}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n}, \quad \beta > \frac{1}{n}$$

$$n = 1.0003$$

$$\beta = 1/n$$

$$E_{Thr} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

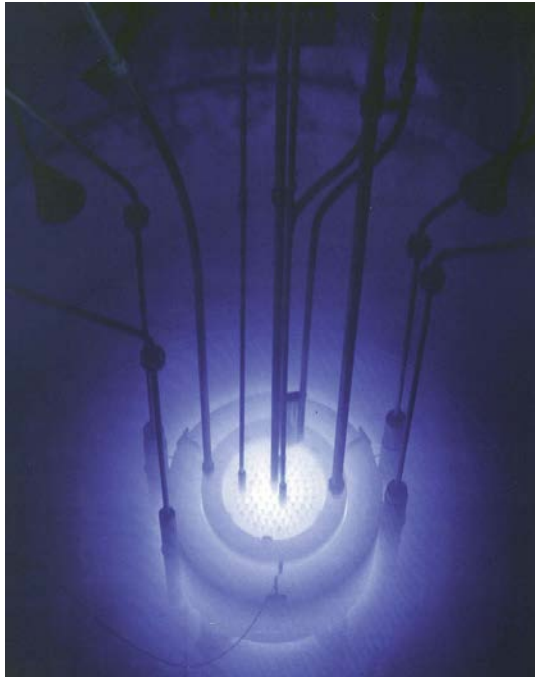


Υπολογισμός ενέργειας κατωφλίου

$$e^- \quad mc^2 = 0,51 \text{ MeV} \quad E_T = 21 \text{ MeV}$$

$$\mu^- \quad mc^2 = 106 \text{ MeV} \quad E_T = 4.3 \text{ GeV}$$

Ακτινοβολία Cerenkov (2)



$$\frac{\partial^2 N}{\partial x \partial \lambda} = 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \frac{1}{\lambda^2}$$

Ο αριθμός των φωτονίων που εκπέμπονται είναι αντιστρόφως ανάλογος του μήκους κύματος. Δηλαδή έχουμε περισσότερα στο υπεριώδες ιώδες και μπλε. Συνήθως το υπεριώδες απορροφάται από το υλικό και ανιχνεύουμε κυρίως το μπλε

$$\frac{\partial N}{\partial x} = 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \left(\frac{1}{\lambda_L} - \frac{1}{\lambda_H} \right)$$

δακτυλίδια Cerenkov

