Masywne neutrina w teorii i praktyce

Dariusz Prorok

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Wrocławski

Wrocław, 20 czerwca 2008

1 Wstęp

2 Masy fermionów w modelu Salama-Weinberga

3 Oscylacje neutrin

4 Wyniki doświadczalne

Gdzie znikają neutrina słoneczne (elektronowe)?

$$\boxed{4p \longrightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + 2e^{+} + 2\nu_e}$$

100 miliardów neutrin przez paznokieć kciuka na sekundę!

Raymond Davis Jr. (1914-2006), Nobel 2002, złapał jako pierwszy w 1967 neutrina słoneczne używając perchloroetylenu (C_2Cl_4),

$$\nu_e + {}^{37}_{17}\mathrm{C}l \longrightarrow {}^{37}_{18}\mathrm{A}r + e^{-} \ .$$

Kilka atomów argonu na miesiąc w objętości basenu kąpielowego!

Rezultat: złapano 30% przewidywanych neutrin słonecznych, 70% znikło!

Leptony w modelu Salama-Weinberga

Grupa cechowania: $SU(2)_L \otimes U(1)$

Dublety: $\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} , \quad \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix} , \quad \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix} ; \qquad \psi_L = \frac{1}{2}(1-\gamma^5)\psi$

Singlety: $e_R \, , \ \mu_R \, , \ \tau_R \, , \quad \nu_{eR} \, , \ \nu_{\mu R} \, , \ \nu_{\tau R} \, ; \qquad \psi_R = \frac{1}{2}(1+\gamma^5)\psi$

$\nu_{eR} \, , \ \nu_{\mu R} \, , \ \nu_{\tau R} \ -$ nie sprzęgają się z polami cechowania
$=$ nie oddziałują !

Obserwowane neutrina to neutrina lewoskrętne

M. Goldhaber *et al.*, Phys.Rev.**109**, 1015 (1958)

Spontaniczne złamanie symetrii generuje masy fermionów

$$\mathcal{L}_{int,\phi} = (g_{11}\bar{L}_e e_R + g_{12}\bar{L}_e \mu_R + g_{21}\bar{L}_\mu e_R + g_{22}\bar{L}_\mu \mu_R)\Phi + h.c.$$

$$+(h_{11}\bar{L}_e \nu_{eR} + h_{12}\bar{L}_e \nu_{\mu R} + h_{21}\bar{L}_\mu \nu_{eR} + h_{22}\bar{L}_\mu \nu_{\mu R})\tilde{\Phi} + h.c.$$

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^\circ \end{pmatrix} \longrightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ \upsilon + \eta(x) \end{pmatrix} , \quad \tilde{\Phi} = \begin{pmatrix} \phi^{\circ *} \\ -\phi^{+*} \end{pmatrix} \longrightarrow \begin{pmatrix} \upsilon + \eta(x) \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{L}_{mass} = \upsilon(g_{11}\bar{e}_L e_R + g_{12}\bar{e}_L \mu_R + g_{21}\bar{\mu}_L e_R + g_{22}\bar{\mu}_L \mu_R) + h.c.$$

$$+\upsilon(h_{11}\bar{\nu}_{eL}\nu_{eR} + h_{12}\bar{\nu}_{eL}\nu_{\mu R} + h_{21}\bar{\nu}_{\mu L}\nu_{eR} + h_{22}\bar{\nu}_{\mu L}\nu_{\mu R}) + h.c.$$

Diagonalizacja członu masowego lagranżjanu

$$\mathcal{L}_{mass} = v \left[(\bar{e}_L,\ \bar{\mu}_L)\, G \begin{pmatrix} e_R \\ \mu_R \end{pmatrix} + (\bar{e}_R,\ \bar{\mu}_R)\, G^+ \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \end{pmatrix} \right]$$
$$+ v \left[(\bar{\nu}_{eL},\ \bar{\nu}_{\mu L})\, H \begin{pmatrix} \nu_{eR} \\ \nu_{\mu R} \end{pmatrix} + (\bar{\nu}_{eR},\ \bar{\nu}_{\mu R})\, H^+ \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \end{pmatrix} \right]$$

GG^+ i HH^+ są hermitowskie, więc można je zdiagonalizować:

$$V^+ G G^+ V = M_l^2\ , \qquad M_l = \begin{pmatrix} m_e & 0 \\ 0 & m_\mu \end{pmatrix}$$

$$Y^+ H H^+ Y = M_\nu^2\ , \qquad M_\nu = \begin{pmatrix} m_{\nu_e} & 0 \\ 0 & m_{\nu_\mu} \end{pmatrix}$$

Diagonalizacja członu masowego lagranżjanu, *cd.*

$$G = V M_l Z^+ \,, \qquad Z^+ = M_l^{-1} V^+ G \,, \qquad V,\ Z \ - \text{unitarne}$$

$$H = Y M_\nu X^+ \,, \qquad X^+ = M_\nu^{-1} Y^+ H \,, \qquad Y,\ X \ - \text{unitarne}$$

$$\begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \end{pmatrix} \longrightarrow V \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} e_R \\ \mu_R \end{pmatrix} \longrightarrow Z \begin{pmatrix} e_R \\ \mu_R \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \end{pmatrix} \longrightarrow Y \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_{eR} \\ \nu_{\mu R} \end{pmatrix} \longrightarrow X \begin{pmatrix} \nu_{eR} \\ \nu_{\mu R} \end{pmatrix}$$

Człon masowy jak trzeba, ale ...

$$\mathcal{L}_{mass} = \upsilon \left[(\bar{e}_L,\ \bar{\mu}_L)\ M_l \begin{pmatrix} e_R \\ \mu_R \end{pmatrix} + (\bar{e}_R,\ \bar{\mu}_R)\ M_l \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \end{pmatrix} \right]$$
$$+\upsilon \left[(\bar{\nu}_{eL},\ \bar{\nu}_{\mu L})\ M_\nu \begin{pmatrix} \nu_{eR} \\ \nu_{\mu R} \end{pmatrix} + (\bar{\nu}_{eR},\ \bar{\nu}_{\mu R})\ M_\nu \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \end{pmatrix} \right]$$

$$\mathcal{L}_{mass} = \upsilon(m_e \bar{e} e + m_\mu \bar{\mu}\mu + m_{\nu_e} \bar{\nu}_e \nu_e + m_{\nu_\mu} \bar{\nu}_\mu \nu_\mu)$$

Ale nie cały lagranżjan jest niezmienniczy wobec powyższych unitarnych transformacji:

$$\mathcal{L}^{c.c} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left[(\bar{\nu}_{eL},\ \bar{\nu}_{\mu L})\gamma^\alpha \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \end{pmatrix} W_\alpha^+ + (\bar{e}_L,\ \bar{\mu}_L)\gamma^\alpha \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \end{pmatrix} W_\alpha^- \right]$$

Niezachowanie zapachowych liczb leptonowych?

$$\mathcal{L}^{c.c} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left[(\bar{\nu}_{eL},\ \bar{\nu}_{\mu L}) \gamma^\alpha U^+ \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \end{pmatrix} W^+_\alpha + (\bar{e}_L,\ \bar{\mu}_L) \gamma^\alpha U \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \end{pmatrix} W^-_\alpha \right]$$

$U = V^+ Y \quad \longleftarrow \quad$ macierz mieszania, unitarna ale nie diagonalna

czyli możliwe byłyby sprzężenia typu:

$$e^- \longrightarrow \nu_\mu + W^- \ , \qquad \mu^- \longrightarrow \nu_e + W^-$$

Po diagonalizacji mamy stany masowe neutrin, które **nie są** stanami zapachowymi!

Mieszanie się neutrin

- Mamy stany masowe i stany zapachowe neutrin:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

- Przyjmijmy dla uproszczenia, że macierz mieszania neutrin jest rzeczywista, wtedy

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

Oscylacje neutrin

$|\nu_1\rangle$ i $|\nu_2\rangle$ abstrakcyjne stany masowe neutrin o energiach E_1 i E_2

Niech w $t = 0$ neutrino elektronowe $|\nu_e\rangle = \cos\theta|\nu_1\rangle + \sin\theta|\nu_2\rangle$

Swobodna propagacja zgodnie z:

$$\begin{aligned} |\nu_e(t)\rangle &= \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\hat{H}t\right)|\nu_e\rangle \\ &= \cos\theta\exp\left(-\frac{i}{\hbar}E_1 t\right)|\nu_1\rangle + \sin\theta\exp\left(-\frac{i}{\hbar}E_2 t\right)|\nu_2\rangle \end{aligned}$$

Ile w stanie $|\nu_e(t)\rangle$ jest $|\nu_e\rangle$ a ile

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

Prawdopodobieństwo przejścia

$$P(\nu_e \to \nu_\mu) = |\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle|^2 = \sin^2(2\theta)\ \sin^2\left(\frac{E_2 - E_1}{2\hbar} t\right)$$

$$E_i \gg m_i \quad \Longrightarrow \quad E_i = cp + \frac{1}{2}\frac{m_i^2 c^4}{cp}$$

$$\boxed{P(\nu_e \to \nu_\mu) = \sin^2(2\theta)\ \sin^2\left(\frac{\triangle m_{21}^2 c^4 L}{4\hbar c E}\right)}$$

$$\triangle m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2 \,, \qquad L = ct$$

Prawdopodobieństwo przejścia, *cd.*

Jeśli $\triangle m_{21}^2$ [eV^2] , L [km] i E [GeV] to

$$\boxed{P(\nu_e \to \nu_\mu) = \sin^2(2\theta)\ \sin^2\left(\frac{1.27 \cdot \triangle m_{21}^2 L}{E}\right)}$$

Rozwiązanie zagadki deficytu neutrin słonecznych (elektronowych) - nie znikają, zamieniają się jedne w drugie!

Trzy rodziny leptonów - mieszanie się neutrin

Atmosferyczne *Reaktorowe* *Słoneczne*

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \cdot \mathrm{e}^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} \cdot \mathrm{e}^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$c_{ij} = \cos\theta_{ij} \;, \qquad s_{ij} = \sin\theta_{ij}$$

δ - faza odpowiedzialna za łamanie symetrii CP w sektorze leptonowym

Co niekompletne: SM czy model Słońca?

SNO - Solar Neutrino Obserwatory, w kopalni niklu w Sudbury w Kanadzie, 1-sze wyniki w 2001 (*tutaj*: arXiv:0806.0989, 5.6.2008)

Całkowity strumień neutrin docierających do Ziemi zgadza się z przewidywaniami modelu Słońca.

$$\phi_\nu = \phi(\nu_e) + \phi(\nu_\mu) + \phi(\nu_\tau) = 5.54 \pm 0.32(stat) \pm 0.35(syst)$$

$$\phi_{mS} = 5.69 \pm 0.91, \qquad \text{J.Bahcall } et\ al., \ (2005)$$

$$\phi(\nu_e) = 1.67 \pm 0.05(stat) \pm 0.07(syst) \implies \frac{\phi(\nu_e)}{\phi_\nu} = 0.301 \pm 0.033$$

$$\phi \ [10^6 \ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}]$$

KamLAND potwierdza SNO: neutrina oscylują!

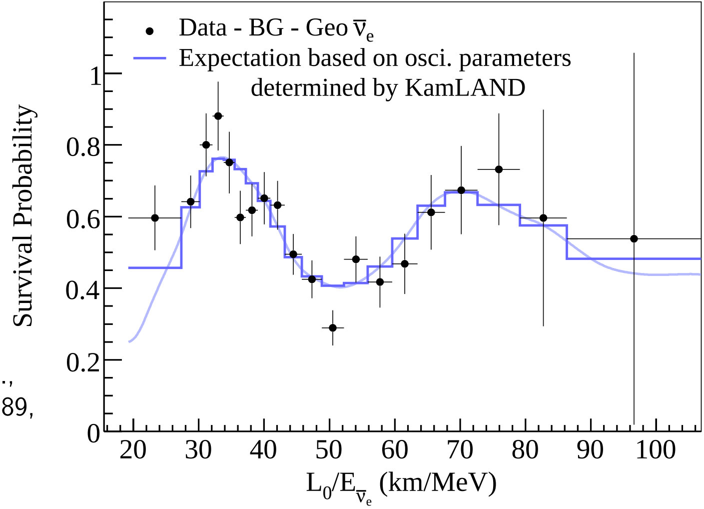
KamLAND = Kamioka Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector

Kamioka, Japonia - 7% mocy światowych elektrowni jądrowych

Pomiar strumienia $\bar{\nu}_e$ emitowanych z reaktorów, $\langle L \rangle = \sim 180$ km, Phys.Rev.Lett. **90**, 021802, (2003):

$$\boxed{\frac{N_{obs} - N_{BG}}{N_{expected}} = 0.611 \pm 0.085(stat) \pm 0.041(syst)}$$

Oscylacje neutrin widziane przez KamLAND



Kamland Coll., arXiv:0801.4589, (luty 2008), $L_0 = 180$ km

Parametry oscylacji z sektora słonecznego

Szacowania SNO, arXiv:0806.0989, (5.6.2008)

$$\triangle m^2_{21} = 4.57\ [10^{-5}\ \mathrm{eV}^2], \quad \mathrm{tg}^2\,\theta_{12} = 0.447\ \ (\theta_{12} \simeq 33.8^\circ)$$

Słoneczne + KamLAND:

$$\triangle m^2_{21} = 7.94^{+0.42}_{-0.26}\ [10^{-5}\ \mathrm{eV}^2], \quad \theta_{12} = 33.8 \pm 1.4^\circ$$

Szacowania KamLAND, arXiv:0801.4589 (2008)

$$\triangle m^2_{21} = 7.58^{+0.21}_{-0.20}\ [10^{-5}\ \mathrm{eV}^2], \ \ \mathrm{tg}^2\,\theta_{12} = 0.56^{+0.14}_{-0.09}\ (\theta_{12} \simeq 36.8^\circ)$$

KamLAND + Słoneczne:

$$\triangle m^2_{21} = 7.59 \pm 0.21\ [10^{-5}\ \mathrm{eV}^2], \ \ \mathrm{tg}^2\,\theta_{12} = 0.47^{+0.06}_{-0.05}\ (\theta_{12} \simeq 34.4^\circ)$$

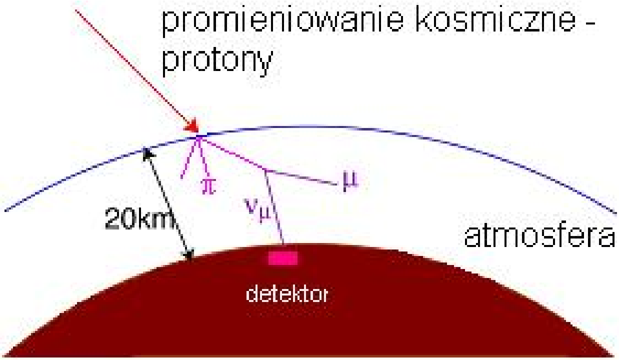
Neutrina atmosferyczne

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

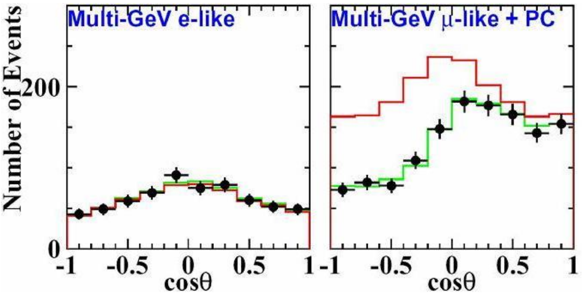
$$\mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$



Neutrina atmosferyczne - wyniki Super-Kamiokande

Super-Kamiokande, Japonia - wodny detektor Czerenkowa, 50 kT

$$R = \frac{(N_\mu/N_e)_{pomiar}}{(N_\mu/N_e)_{model}} = \begin{cases} 0.63 \pm 0.03\ (stat) \pm 0.05\ (syst) \\ 0.65 \pm 0.05\ (stat) \pm 0.08\ (syst) \end{cases}$$



Phys.Rev.Lett **81**, 1562 (1998)

Wyniki Super-Kamiokande

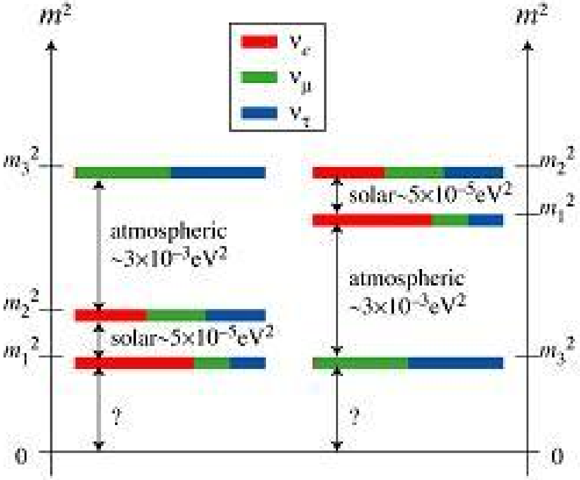
Phys.Rev.Lett **93**, 101801 (2004)

$\triangle m^2_{32} = 2.4 \times 10^{-3}$ eV^2, $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$, $(\theta_{23} = 45°)$

$1.9 < \triangle m^2_{32} < 3.0 \ [\times 10^{-3} \mathrm{eV}^2], \ \sin^2 2\theta_{23} > 0.90, \ 90\% \ \mathrm{C.L.}$

Globalna analiza, G. L. Fogli *et al.*, arXiv:0805.2517 (maj 2008), uzupełnienie do Phys.Rev.D **75**, 053001 (2007):

$$\sin^2 \theta_{13} < 3.2 \times 10^{-2} \quad (\theta_{13} < 10.3°)$$



H. Murayama (UC Berkeley), Erice 2005

Podsumowanie

- Jedyny istniejący model, który wyjaśnia doświadczalne obserwacje neutrin słonecznych, atmosferycznych, reaktorowych i akceleratorowych to model z mieszaniem się neutrin, i w konsekwencji, z ich oscylacjami.
- Warunkiem koniecznym na wystąpienie oscylacji neutrin jest **niezerowa masa neutrin**.