

## Masy neutrin

Przypomnienie: symetria  $U(1) \times SU(2)$ :

$$L = \begin{bmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{bmatrix}, \quad \Phi = \begin{bmatrix} \Phi_A \\ \Phi_B \end{bmatrix}$$

Prawa transformacji  $U(1) \times SU(2)$ :

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{-i\theta(x)} U(x) \Phi, \quad L \rightarrow L' = e^{i\theta(x)} U(x) L, \quad e_R \rightarrow e'_R = e^{i2\theta(x)} e_R, \quad \nu_{eR} \rightarrow \nu'_{eR} = \nu_{eR}$$

Niezmienniczy lagrangian Yukawy:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int}^e &= -\lambda_e \left\{ (L^\dagger \Phi) e_R + e_R^\dagger (\Phi^\dagger L) \right\} \\ &= -\lambda_e \left\{ \Phi_A \left( \nu_{eL}^\dagger e_R \right) + \Phi_B \left( e_L^\dagger e_R \right) + \Phi_A^\dagger \left( e_R^\dagger \nu_{eL} \right) + \Phi_B^\dagger \left( e_R^\dagger e_L \right) \right\} \end{aligned}$$

Łamanie symetrii

$$\Phi_A(x) = 0, \quad \Phi_B(x) = \phi_0 + h(x)/\sqrt{2}$$

W modelu standardowym *neutrino są bezmasowe*.

Jak wprowadzić do MS masy neutrin?

Dwie możliwości:

1. neutrina i antyneutrino są *różnymi cząstkami* (neutrino Diraka)
2. neutrina i antyneutrino są *identycznymi cząstkami* (neutrino Majorany)

Rozważmy możliwość pierwszą.

# Neutrina Diraka

$$\mathcal{L}_{\text{mass}}^{\nu} = - \sum_{\alpha, \beta = e, \mu, \tau} \left( \nu_{\alpha L}^{\dagger}(x) m_{\alpha\beta} \nu_{\beta R}(x) + \nu_{\beta R}^{\dagger}(x) m_{\beta\alpha}^* \nu_{\alpha L}(x) \right)$$

Macierz  $m$  można zdiagonalizować

$$m = U^{L\dagger} m^D U^R$$

gdzie  $m^D = \text{diag}(m_1, m_2, m_3)$ , gdzie  $m_i > 0$ . Macierze  $U^{R,L}$  wyznaczone są z dokładnością do fazy:

$$U_{i\alpha}^{L,R} \rightarrow e^{-i\delta_i} U_{i\alpha}^{L,R}.$$

Indeksy

$$\begin{aligned} \alpha, \beta = e, \mu, \tau & \text{ stany własne oddziaływań słabych} \\ i, j = 1, 2, 3 & \text{ stany własne masy (propagacji)} \end{aligned}$$

Mamy

$$\begin{aligned} \nu_{iL,R}(x) &= U_{i\alpha}^{L,R} \nu_{\alpha L,R}(x) \\ \nu_{i\alpha L,R}(x) &= U_{\alpha i}^{L,R\dagger} \nu_{iL,R}(x) \end{aligned}$$

Oddziaływanie z bozonami  $W$  zachodzi przez prądy naładowane

$$j^\mu = \left( e_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{eL} + \mu_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{\mu L} + \tau_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{\tau L} \right)$$

$$\mathcal{L}_{lW} = -\frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta_W} [j^{\mu\dagger} W_\mu^+ + j^\mu W_\mu^-]$$

Zapiszmy ogólnie

$$j^\mu = \sum_{\alpha, \beta=e, \mu, \tau} \alpha_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{\alpha L} = \sum_{\substack{\alpha, \beta=e, \mu, \tau \\ i=1, 2, 3}} \alpha_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu U_{\alpha i}^{L\dagger} \nu_{iL}$$

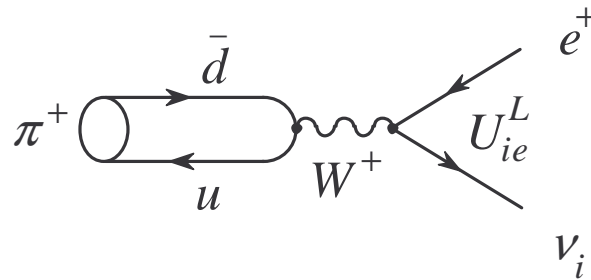
Prąd neutralny (sprzężenie do bozonu  $Z$ )

$$j_{e \text{ neutral}}^\mu = \sum_{\alpha, \beta=e, \mu, \tau} \nu_{\alpha L}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{\alpha L}$$

jest niezmienniczy.

Jak taka modyfikacja wpływa na wielkości mieralne?

Rozpad pionu:



$$\Gamma = \frac{1}{\tau} \sim |U_{ei}^L|^2$$

ale musimy wysumować po  $i$  (neutrino nie obserwujemy)

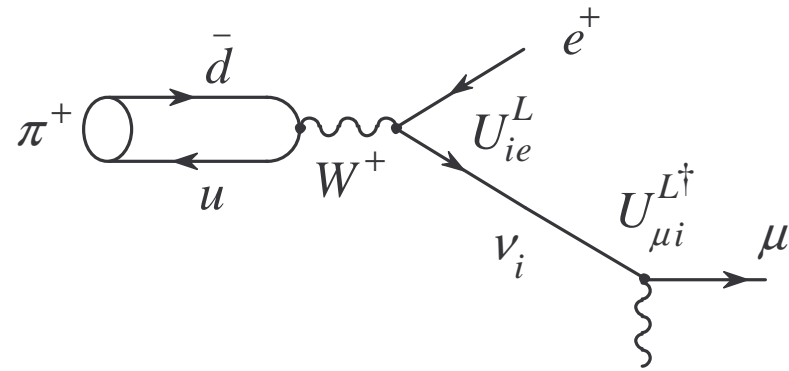
$$\sum_{i=1,2,3} |U_{ei}^L|^2 = 1.$$

Inne efekty pochodzące od masy są małe.

Wniosek:

wyniki zwykłych eksperymentów nie zmieniają się z powodu mieszania.

Chyba, że zaobserwujemy oscylacje:



Równania Diraka:

$$\left(i\partial_t - i\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}\right) \psi_L - m\psi_R = 0, \quad \left(i\partial_t + i\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}\right) \psi_R - m\psi_L = 0$$

można zapisać dla niediagonalnych mas:

$$i\tilde{\sigma}^\mu \partial_\mu \nu_{\alpha L} - m_{\alpha\beta} \nu_{\beta R} = 0, \quad i\sigma^\mu \partial_\mu \nu_{\alpha R} - m_{\beta\alpha}^* \nu_{\beta L} = 0$$

Gdyby neutrina były bezmasowe

$$i\tilde{\sigma}^\mu \partial_\mu \nu_{\alpha L} = 0, \quad \nu_{\alpha R} = 0$$

lewoskrętna fala płaska w kierunku  $z$  ma postać (wykład 4):

$$\nu_{\alpha L} = f_\alpha e^{-iE(t-z)} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}.$$

Rzeczywiście

$$i\tilde{\sigma}^\mu \partial_\mu \nu_{\alpha L} = \begin{bmatrix} i\partial_t - i\partial_z & 0 \\ 0 & i\partial_t + i\partial_z \end{bmatrix} \nu_{\alpha L} = f_\alpha e^{-iE(t-z)} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}.$$

Zakładając małe masy prawe i lewe rozwiązania muszą być proporcjonalne.

Zakładając małe masy prawe i lewe rozwiązania muszą być proporcjonalne:

$$\nu_{\alpha L} = f_{\alpha}(z)e^{-iE(t-z)} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad \nu_{\alpha R} = g_{\alpha}(z)e^{-iE(t-z)} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}.$$

Podstawiając do równań:

$$\left(i\partial_t - i\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}\right) \nu_{\alpha L} - m_{\alpha\beta} \nu_{\beta R} = 0, \quad \left(i\partial_t + i\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}\right) \nu_{\beta R} - m_{\gamma\beta}^* \nu_{\gamma L} = 0$$

dostajemy:

$$i\frac{d}{dz}f_{\alpha}(z) - m_{\alpha\beta}g_{\beta}(z) = 0, \quad \left(2E - i\frac{d}{dz}\right)g_{\beta}(z) - m_{\beta\gamma}^{\dagger}f_{\gamma}(z) = 0$$

Dla  $E/m \gg 1$  można zaniedbać  $dg/dz$ :

$$g_{\beta}(z) = \frac{1}{2E} \sum_{\gamma} m_{\beta\gamma}^{\dagger} f_{\gamma}(z)$$

i dalej

$$i\frac{d}{dz}f_{\alpha}(z) = \frac{1}{2E} \sum_{\beta,\gamma} m_{\alpha\beta} m_{\beta\gamma}^{\dagger} f_{\gamma}(z)$$



Ponieważ

$$m = U^L \dagger m^D U^R$$

$$i \frac{d}{dz} f_\alpha(z) = \frac{1}{2E} \sum_{\beta, \gamma} m_{\alpha\beta} m_{\beta\gamma}^\dagger f_\gamma(z) = \sum_{i, \gamma} \frac{m_i^2}{2E} U_{\alpha i}^L \dagger U_{i\gamma}^L f_\gamma(z).$$

Ponieważ nie ma nigdzie  $U^R$  opuścimy indeks  $L$ : Definiując

$$f_i = U_{i\gamma} f_\gamma$$

dostajemy

$$i \frac{d}{dz} f_i(z) = \frac{m_i^2}{2E} f_i(z) \rightarrow f_i(z) = e^{-i(m_i^2/2E)z} f_i(0)$$

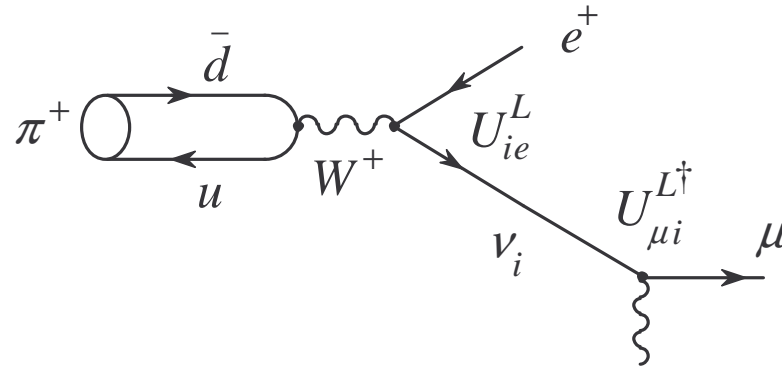
Stąd pełna *funkcja falowa* lewoskretnego neutrina:

$$v_i(t, z) = e^{-iEt + i(E - m_i^2/2E)z} f_i(0)$$

Rozwiązanie to określa pęd neutrina o masie  $m_i$ :

$$p_i = E - \frac{m_i^2}{2E} \rightarrow p_i^2 = E^2 - m_i^2 + \mathcal{O}\left(\frac{m_i^4}{E^2}\right)$$

Wracamy do mieszania.



W chwili  $t = 0$  w  $z = 0$  neutrino „rodzi” się jako  $\alpha = e, \mu$  lub  $\tau$  a następnie oddziaływuje w punkcie  $z$  jako neutrino  $\beta$ :

$$f_\beta(z) = \sum_i U_{\beta i}^\dagger e^{-i(m_i^2/2E)z} U_{i\alpha} f_\alpha(0)$$

Prawdopodobieństwo oscylacji

$$P_z(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \left| U_{\beta i}^\dagger e^{-i(m_i^2/2E)z} U_{i\alpha} \right|^2 = \sum_{i,j} U_{\alpha j}^\dagger e^{+i(m_j^2/2E)z} U_{j\beta} U_{\beta i}^\dagger e^{-i(m_i^2/2E)z} U_{i\alpha}$$

$$P_z(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_{i,j} U_{\alpha j}^\dagger U_{j\beta} U_{\beta i}^\dagger U_{i\alpha} e^{-i(m_{ij}^2/2E)z}$$

gdzie  $m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ . Rozwijając eksponentę

$$\begin{aligned} P_z(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \sum_{i,j} U_{\alpha j}^\dagger U_{j\beta} U_{\beta i}^\dagger U_{i\alpha} \left( \cos \frac{m_{ij}^2 z}{2E} - i \sin \frac{m_{ij}^2 z}{2E} \right) \\ &= \sum_{i,j} U_{\alpha j}^\dagger U_{j\beta} U_{\beta i}^\dagger U_{i\alpha} \left( 1 - 2 \sin^2 \frac{m_{ij}^2 z}{4E} - i \sin \frac{m_{ij}^2 z}{2E} \right) \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha j}^\dagger U_{j\beta} U_{\beta i}^\dagger U_{i\alpha}) \sin^2 \frac{m_{ij}^2 z}{4E} + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha j}^\dagger U_{j\beta} U_{\beta i}^\dagger U_{i\alpha}) \sin \frac{m_{ij}^2 z}{2E} \end{aligned}$$

Przyjęło się używać macierz transponowaną:

$$u = U^T$$

Wówczas

$$P_z(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>,j} \operatorname{Re}(u_{\alpha j}^* u_{\beta j} u_{\beta i}^* u_{\alpha i}) \sin^2 \frac{m_{ij}^2 z}{4E} \\ + 2 \sum_{i>,j} \operatorname{Im}(u_{\alpha j}^* u_{\beta j} u_{\beta i}^* u_{\alpha i}) \sin \frac{m_{ij}^2 z}{2E}.$$

Widać, że

$$\operatorname{Re}(u_{\alpha j}^* u_{\beta j} u_{\beta i}^* u_{\alpha i}) \quad \text{symetryczne} \quad i \longleftrightarrow j, \\ \operatorname{Im}(u_{\alpha j}^* u_{\beta j} u_{\beta i}^* u_{\alpha i}) \quad \text{antysymetryczne} \quad i \longleftrightarrow j.$$

Mamy też

$$m_{12}^2 + m_{23}^2 + m_{31}^2 = 0$$

Dla antyneutrino (Dirac!)

$$\psi_L^c = -i\sigma^2\psi_R^*, \quad \psi_R^c = +i\sigma^2\psi_L^*$$

macierz

$$u \rightarrow u^*$$

i

$$\begin{aligned} \text{Re}(u_{\alpha j}^* u_{\beta j} u_{\beta i}^* u_{\alpha i}) &\rightarrow + \text{Re}(u_{\alpha j}^* u_{\beta j} u_{\beta i}^* u_{\alpha i}) \\ \text{Im}(u_{\alpha j}^* u_{\beta j} u_{\beta i}^* u_{\alpha i}) &\rightarrow - \text{Im}(u_{\alpha j}^* u_{\beta j} u_{\beta i}^* u_{\alpha i}) \end{aligned}$$

co oznacza

$$P_z(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \neq P_z(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$$

gdy  $\text{Im}(u_{\alpha j}^* u_{\beta j} u_{\beta i}^* u_{\alpha i}) \neq 0$ .

Zakładając, że nie ma części urojonej:

$$\begin{aligned} P_z(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \text{Re}(u_{\alpha 1}^* u_{\beta 1} u_{\beta 2}^* u_{\alpha 2}) \sin^2 \frac{m_{21}^2 z}{4E} \\ &\quad - 4 \text{Re}(u_{\alpha 1}^* u_{\beta 1} u_{\beta 3}^* u_{\alpha 3}) \sin^2 \frac{m_{31}^2 z}{4E} - 4 \text{Re}(u_{\alpha 2}^* u_{\beta 2} u_{\beta 3}^* u_{\alpha 3}) \sin^2 \frac{m_{32}^2 z}{4E} \end{aligned}$$

## Kilka faktów o neutrinach

Każdy człowiek wysyła dziennie około 340 milionów neutrin (z rozpadu  $40K$ )

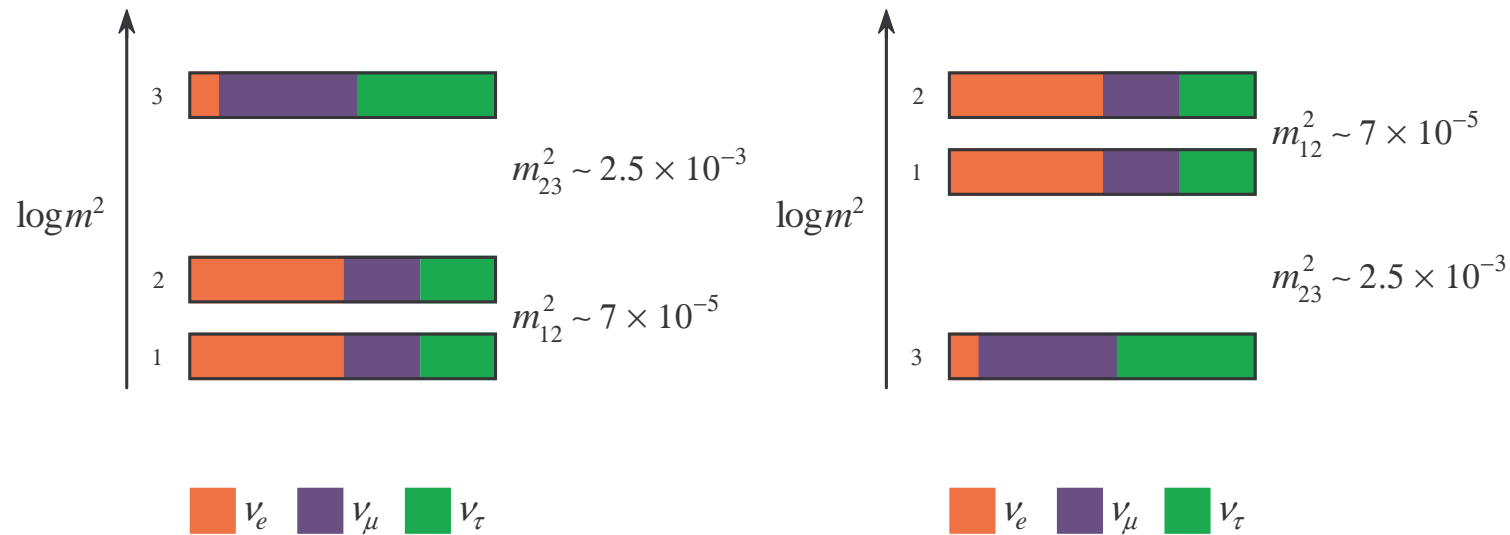
W każdym  $\text{cm}^3$  wszechświata znajduje się około 330 neutrin reliktowych (z Wielkiego Wybuchu)

Każdy  $\text{cm}^2$  powierzchni ziemi wysyła około 6 milionów neutrin na sekundę

Na każdy  $\text{cm}^2$  powierzchni ziemi pada w ciągu sekundy około 70 miliardów neutrin ze Słońca

Standardowa elektrownia jądrowa wysyła w ciągu sekundy około  $5 \times 10^{20}$  neutrin

## Co wiemy o masach i kątach?



Przyjmując

$$m_{31}^2 \approx m_{32}^2 = \Delta m_{\text{atm}}^2 \sim 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$

$$m_{21}^2 = \Delta m_{\odot}^2 \sim 8 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$\begin{aligned}
P_z(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \operatorname{Re}(u_{\alpha 1}^* u_{\beta 1} u_{\beta 2}^* u_{\alpha 2}) \sin^2 \frac{m_{21}^2 z}{4E} \\
&\quad - 4 \operatorname{Re}(u_{\alpha 1}^* u_{\beta 1} u_{\beta 3}^* u_{\alpha 3}) \sin^2 \frac{m_{31}^2 z}{4E} - 4 \operatorname{Re}(u_{\alpha 2}^* u_{\beta 2} u_{\beta 3}^* u_{\alpha 3}) \sin^2 \frac{m_{32}^2 z}{4E}
\end{aligned}$$

Dla  $m_{31}^2 \approx m_{32}^2$  mamy

$$\begin{aligned}
P_z(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 (u_{\alpha 1} u_{\beta 1}) (u_{\alpha 2} u_{\beta 2}) \sin^2 \frac{\Delta m_{\odot}^2 z}{4E} \\
&\quad - 4 (u_{\alpha 1} u_{\beta 1} + u_{\alpha 2} u_{\beta 2}) (u_{\beta 3} u_{\alpha 3}) \sin^2 \frac{\Delta m_{\text{atm}}^2 z}{4E}
\end{aligned}$$

Z unitarności

$$u_{\alpha 1} u_{\beta 1} + u_{\alpha 2} u_{\beta 2} = \delta_{\alpha\beta} - u_{\beta 3} u_{\alpha 3}$$

Ostatecznie

$$\begin{aligned}
P_z(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 (u_{\alpha 1} u_{\beta 1}) (u_{\alpha 2} u_{\beta 2}) \sin^2 \frac{\Delta m_{\odot}^2 z}{4E} \\
&\quad - 4 (\delta_{\alpha\beta} - u_{\beta 3} u_{\alpha 3}) (u_{\beta 3} u_{\alpha 3}) \sin^2 \frac{\Delta m_{\text{atm}}^2 z}{4E}
\end{aligned}$$



Argument sinusa:

$$\Psi = \frac{\Delta m^2 z}{4E} = 1.27 \times \left( \frac{\Delta m^2}{\text{eV}^2} \right) \times \left( \frac{z}{\text{km}} \right) \times \left( \frac{\text{GeV}}{E} \right)$$

Najpierw sprawdźmy założenie  $u_{e3} = 0$ .

Ekseprymnt CHOOZ.



Reaktor produkuje  $\bar{\nu}_e$  o energii 3 MeV, detektor jest w odległości 1 km:

$$\text{CHOOZ: } \Psi_{\odot} \sim 3.4 \times 10^{-2}, \quad \Psi_{\text{atm}} \sim 0.84$$

można zaniedbać przyczynek od  $\Psi_{\odot}$

$$P_z(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}) = \delta_{\alpha\beta} - 4(u_{\alpha 1}u_{\beta 1})(u_{\alpha 2}u_{\beta 2}) \sin^2 \frac{\Delta m_{\odot}^2 z}{4E} \\ - 4(\delta_{\alpha\beta} - u_{\beta 3}u_{\alpha 3})(u_{\beta 3}u_{\alpha 3}) \sin^2 \frac{\Delta m_{\text{atm}}^2 z}{4E}$$

i

$$P_z(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - 4(1 - u_{e3}^2) u_{e3}^2 \sin^2 \Psi_{\text{atm}}$$

Wynik CHOOZ jest konsystentny z

$$u_{e3}^2 < 0.05$$

Macierz mieszania

$$u = \begin{matrix} e \\ \mu \\ \tau \end{matrix} \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix}$$

1
2
3

$$\underline{\underline{s_{13}=0}} \begin{matrix} e \\ \mu \\ \tau \end{matrix} \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12}c_{23} & c_{12}c_{23} & s_{23} \\ s_{12}s_{23} & -c_{12}s_{23} & c_{23} \end{bmatrix}$$

# Eksperyment K2K



W lab. KEK 12 GeV protony na tarczy aluminiowej produkują  $\pi^+$ . Z kolei

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

o średniej energii 1.3 GeV. W odległości 250 km jest detektor wodny Superkamiokande:

$$\text{K2K: } \Psi_\odot \sim 0.02, \quad \Psi_{\text{atm}} \sim 0.5$$

Zaniedbując przyczynek od neutrin słonecznych

$$P_z(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4(u_{\alpha 1}u_{\beta 1})(u_{\alpha 2}u_{\beta 2}) \sin^2 \frac{\Delta m_\odot^2 z}{4E} \\ - 4(\delta_{\alpha\beta} - u_{\beta 3}u_{\alpha 3})(u_{\beta 3}u_{\alpha 3}) \sin^2 \frac{\Delta m_{\text{atm}}^2 z}{4E}$$

mamy

$$P_z(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - 4(1 - u_{\mu 3}^2)u_{\mu 3}^2 \sin^2 \Psi_{\text{atm}} = 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Psi_{\text{atm}}$$

$$P_z(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = 4u_{\mu 3}^2 u_{e 3}^2 \sin^2 \Psi_{\text{atm}} = 0$$

$$P_z(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = 4u_{\mu 3}^2 u_{\tau 3}^2 \sin^2 \Psi_{\text{atm}} = \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Psi_{\text{atm}}$$

suma = 1. **Oscylacje tylko do neutrin tau**

Najlepszy fit

$$\Delta m_{\text{atm}}^2 = 2.8 \times 10^{-3} \quad (\text{konsystencja})$$

$$\sin^2 2\theta_{23} \sim 1 \quad \rightarrow \quad \cos \theta_{23} = \sin \theta_{23} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

maksymalne mieszanie!

$$\begin{array}{l} e \\ \mu \\ \tau \end{array} \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12}/\sqrt{2} & c_{12}/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \\ s_{12}/\sqrt{2} & -c_{12}/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \end{bmatrix}$$

## Eksperyment KamLAND

zbiera neutrina ze wszystkich reaktorów japońskich wokół Superkamiokande (100 – 200 km). W przeciwieństwie do CHOOZ (1 km)

$$\text{CHOOZ: } \Psi_{\odot} \sim 3.4 \times 10^{-2}, \quad \Psi_{\text{atm}} \sim 0.84$$

$$\text{KamLAND: } \Psi_{\odot} \sim \text{duże}$$

i mamy:

$$P_z(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - 4u_{e1}^2 u_{e2}^2 \sin^2 \Psi_{\odot} = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \Psi_{\odot}$$

co daje

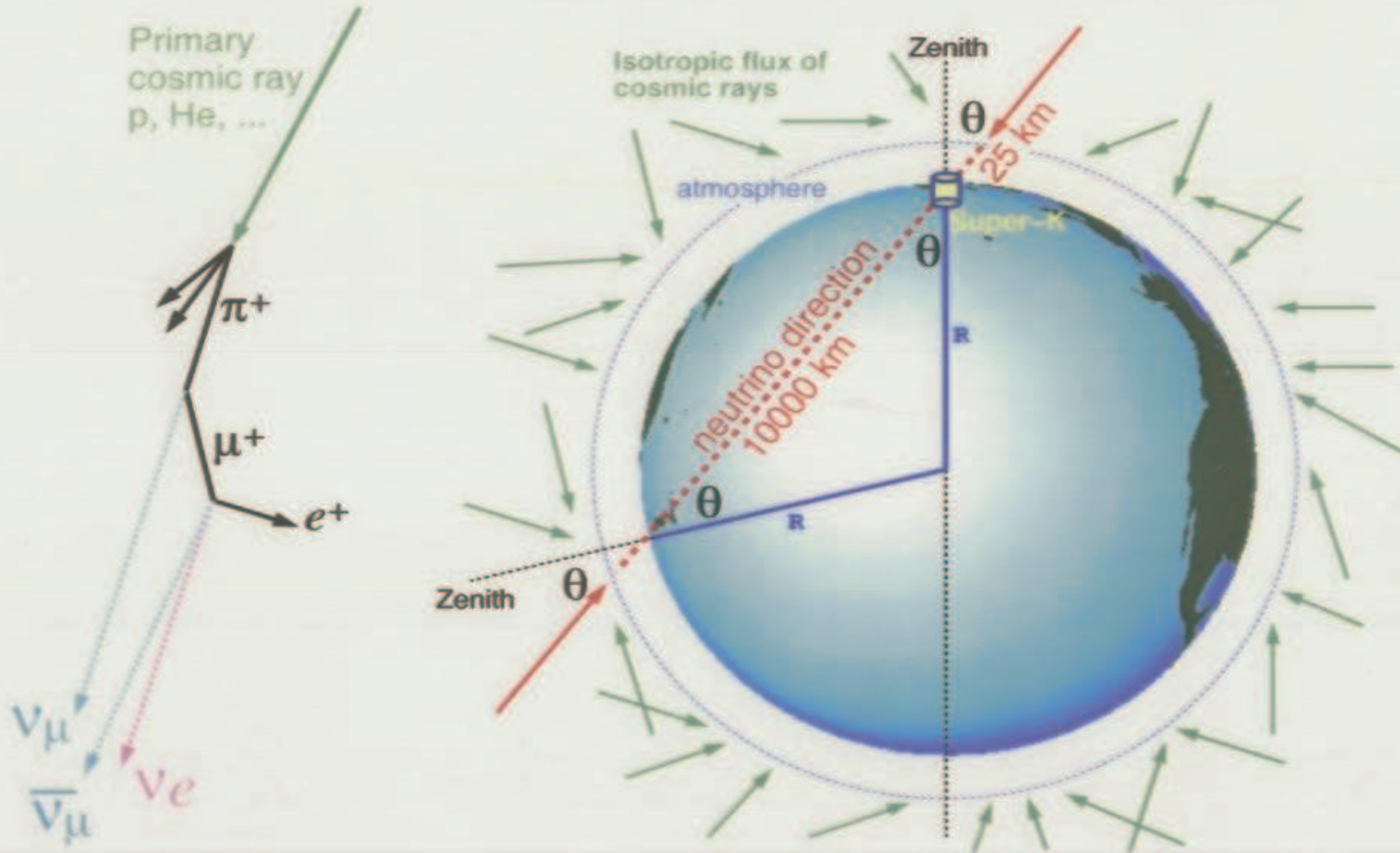
$$\Delta m_{\odot}^2 = 6.9 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad (\text{konsystencja})$$

$$0.84 < \sin^2 2\theta_{12} < 1$$

mieszanie prawie maksymalne.



# ATMOSPHERIC NEUTRINOS



**Ratio of  $\nu_\mu/\nu_e \sim 2$**   
(for  $E_\nu < \text{few GeV}$ )

**Up-Down Symmetric Flux**  
(for  $E_\nu > \text{few GeV}$ )

## Neutrina atmosferyczne

Promienie kosmiczne (p,e) produkują  $\pi$ , które rozpadają się na neutrina:

$$\pi^{+(-)} \rightarrow \mu^{+(-)} + \overset{(-)}{\nu}_{\mu}, \quad \mu^{+(-)} \rightarrow e^{+(-)} + \overset{(-)}{\nu}_e + \bar{\nu}_{\mu}$$

Produkuje się dwa razy więcej neutrin  $\mu$  niż neutrin  $e$ . W detektorze wodnym Super-Kamiokande neutrina  $\mu$  i  $e$  są wykrywane poprzez odwrotny proces  $\beta$ . Neutrina  $\tau$  nie reagują, bo jest za mało energii na produkcję  $\tau$ :

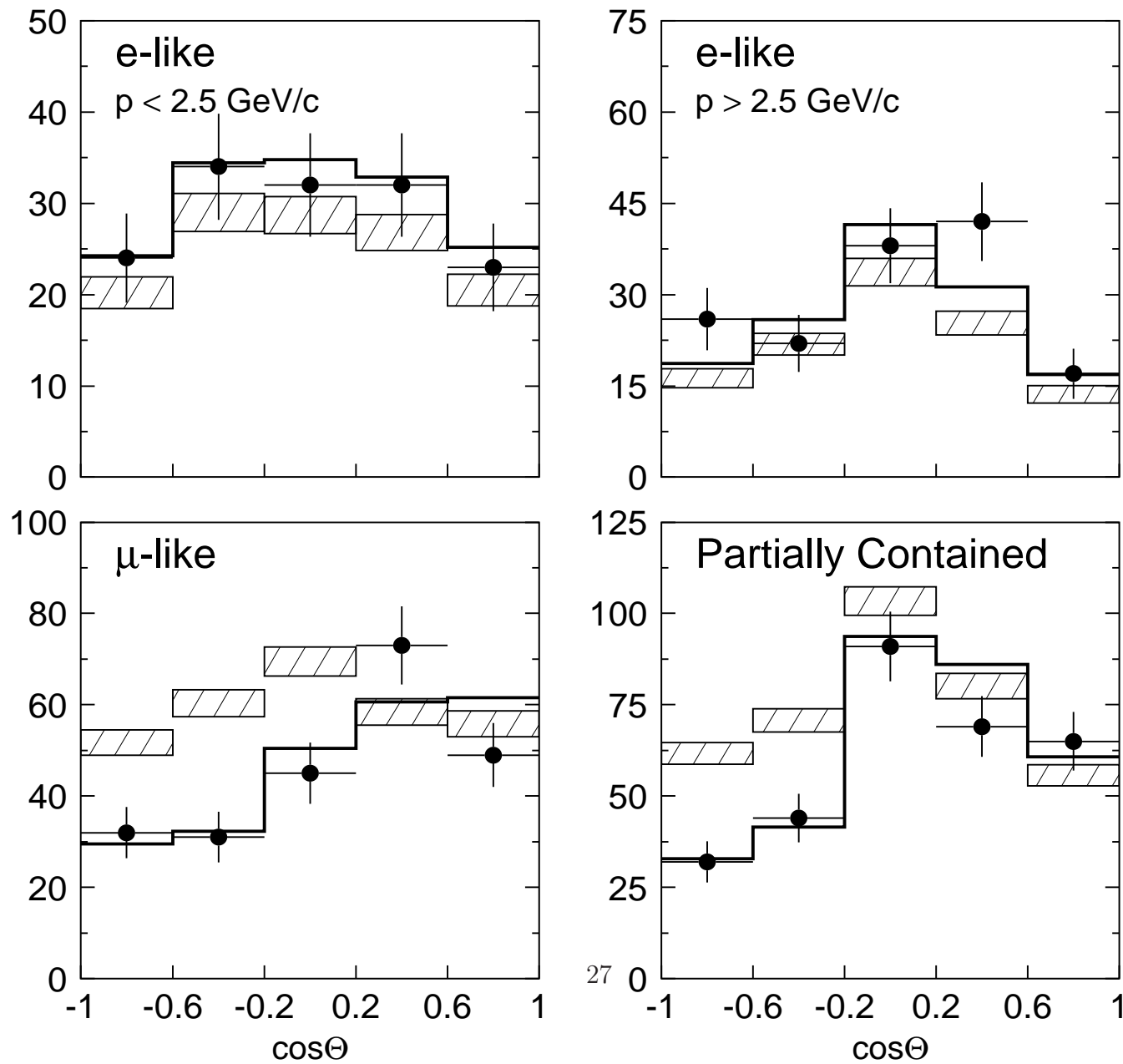
$$\nu_l + N \rightarrow N' + l$$

Dla neutrin o energii 1 GeV

$$\Psi_{\odot} \sim 0.002 \div 1.3, \quad \Psi_{\text{atm}} \sim 0.05 \div 30$$

oba kąty są duże. Ale dla neutrin **kilkugewowych można zaniedbać**  $\sin^2 \Psi_{\odot}$ . Wówczas neutrina elektronowe nie oscylują, a neutrina mionowe oscylują w neutrina tauowe (analogicznie jak K2K). Była to historycznie pierwsza obserwacja oscylacji neutrin mionowych.

# multi-GeV



## Neutrino słoneczne

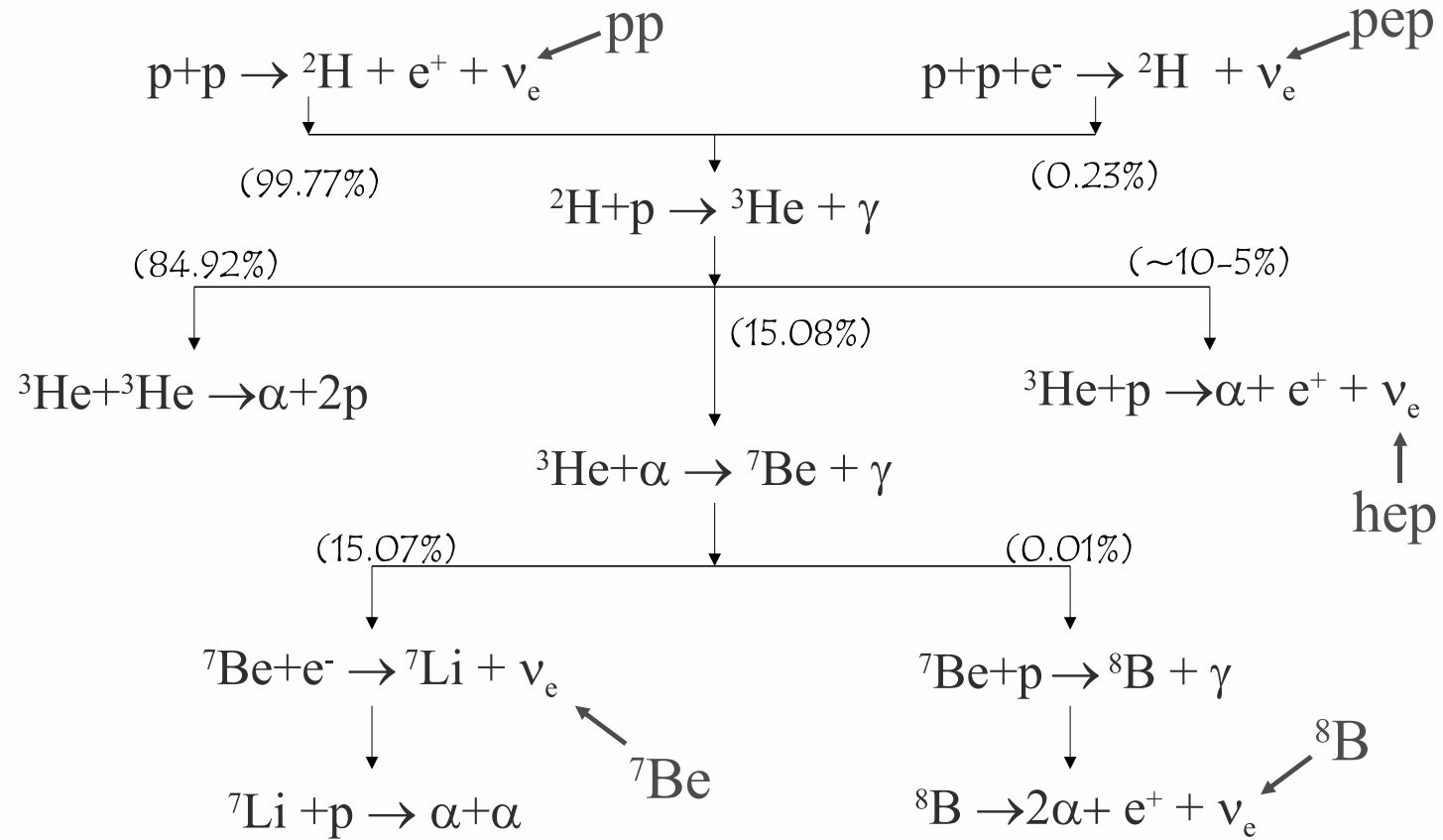
produkują się w wyniku reakcji jądrowych

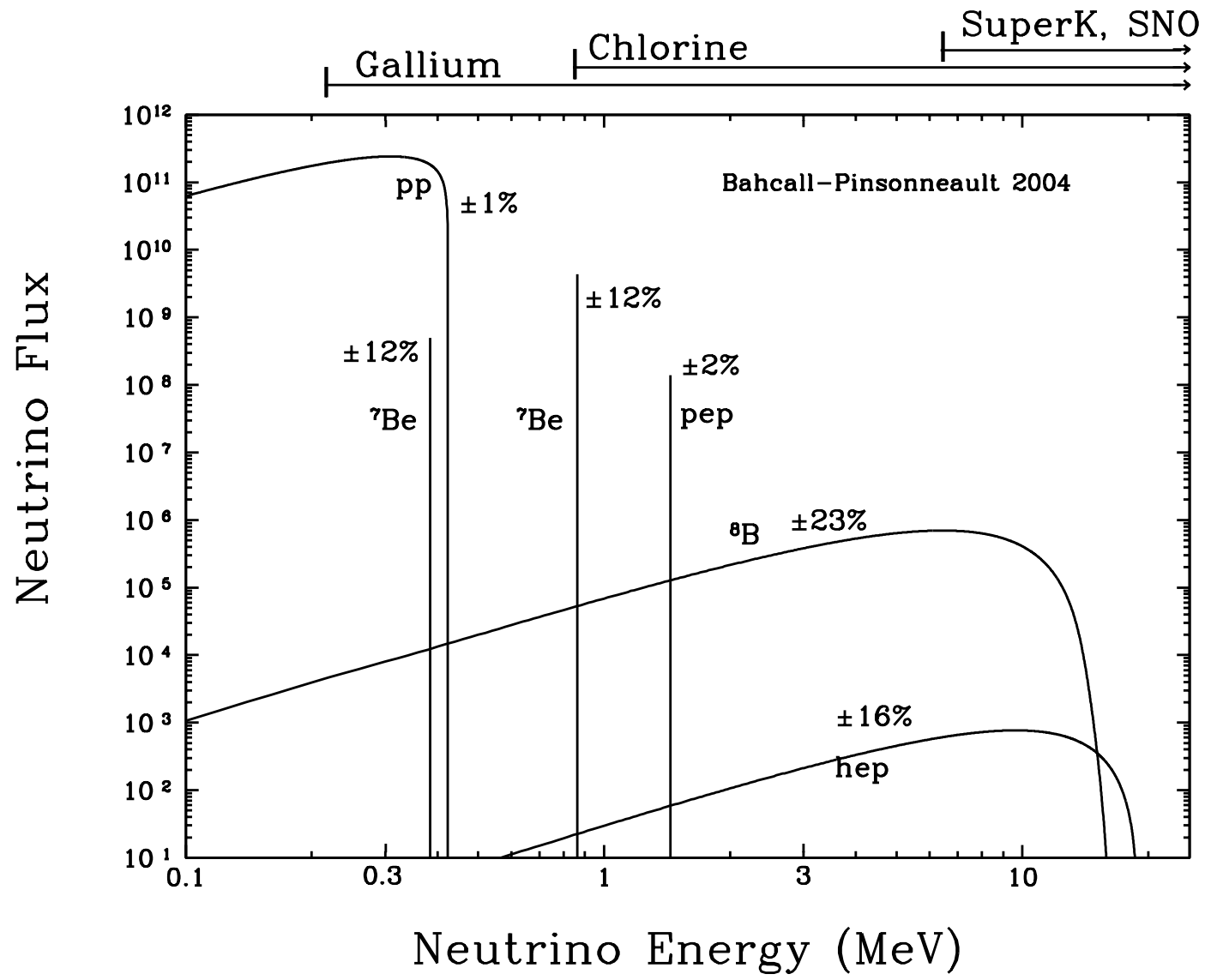
fotony potrzebują  $10^4$  lat, żeby wylecieć ze słońca

energia  $10^7$  lat

neutrino wylatują z predkością światła

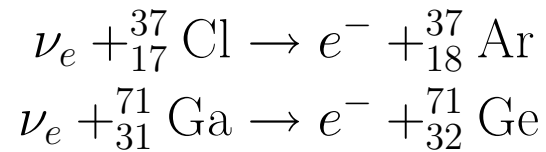
# The solar pp chain



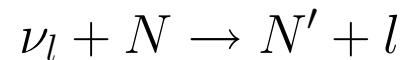


## Detekcja neutrin słonecznych

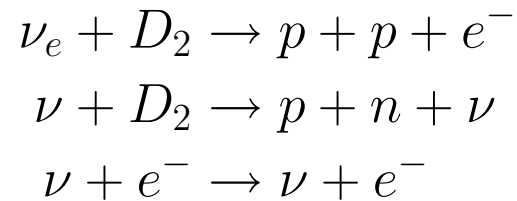
Detektory chemiczne:



Detektory wodne (Super-Kamiokande)

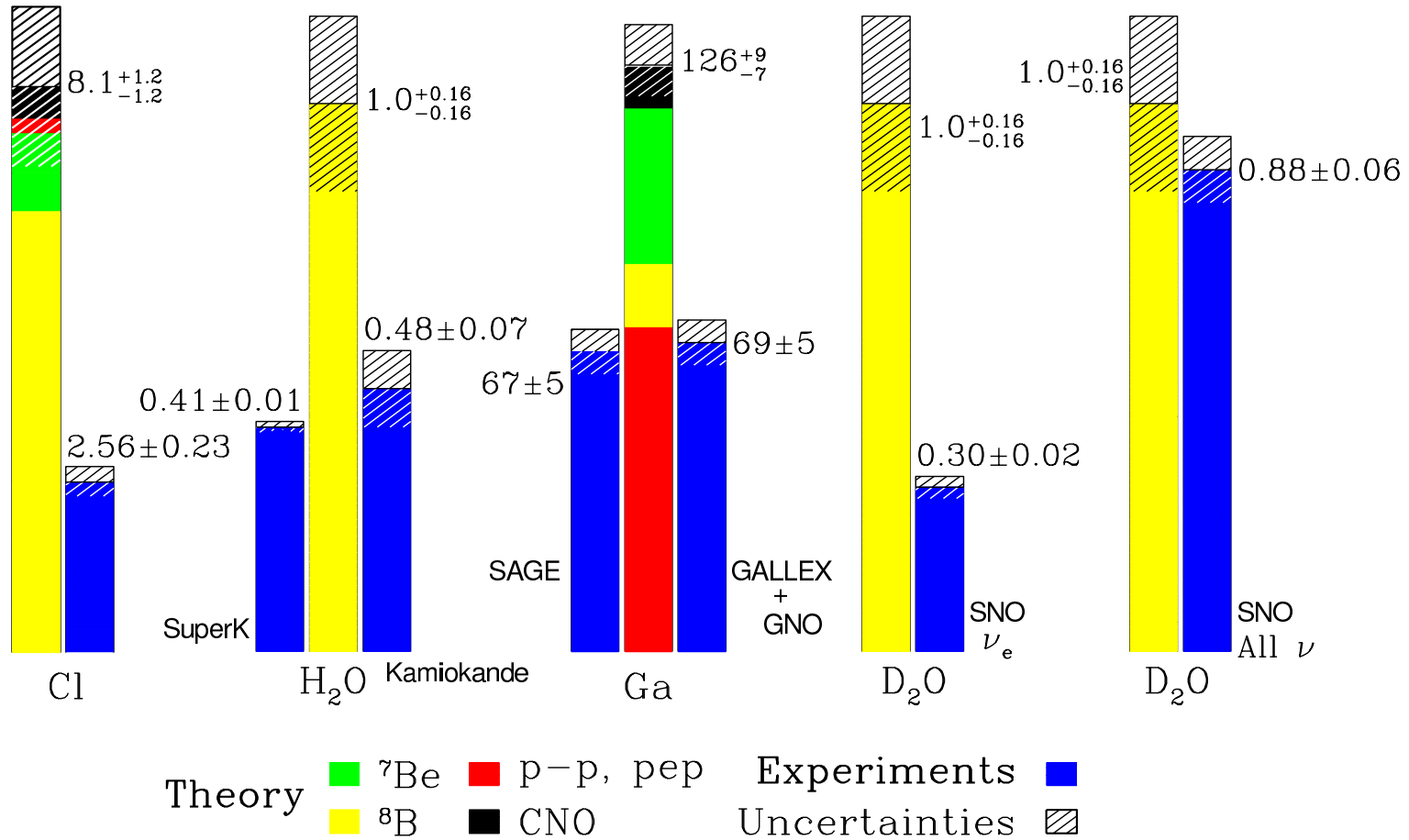


Detektor z ciężką wodą (Sudbury Neutrino Observatory = SNO):



# Total Rates: Standard Model vs. Experiment

Bahcall-Serenelli 2005 [BS05(OP)]





# Propagacja neutrin przez materię (np. Słońce)

Dla neutrin niskoenergetycznych:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -2\sqrt{2}G_F j^\mu j_\mu^\dagger$$

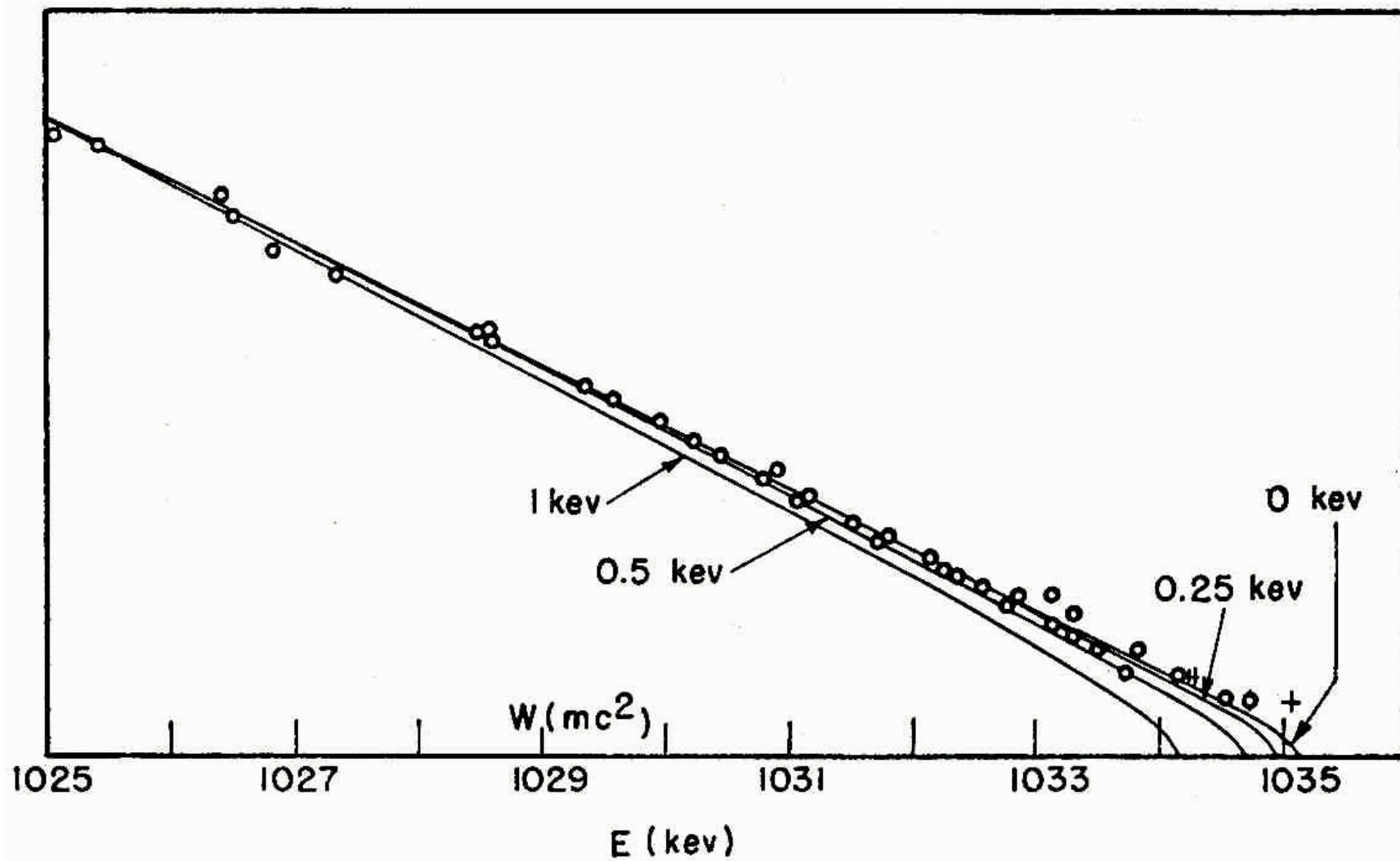
gdzie

$$j^\mu = e_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{eL} + \mu_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{\mu L} + \tau_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{\tau L}$$

Wewnątrz słońca mamy tylko neutrina elektronowe:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -2\sqrt{2}G_F g_{\mu\nu} \left( e_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{eL} \right) \left( \nu_{eL}^\dagger \tilde{\sigma}^\nu e_L \right)$$

Efekt Mikheeva-Smirnova (Wolfensteina).



Eksperymenty rozpadu  $\beta$  trytu: Troitsk i Mainz

$$m_0 < 2.3 \text{ eV}$$

Kosmologia

$$\sum_i m_i < 0.? \text{ eV}$$