

Neutrina w Modelu Standardowym

	Fermiony			Bozony	
Kwarki	$2.3 \text{ MeV}/c^2$ $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ u górny	$1.27 \text{ GeV}/c^2$ $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ c powabny	$173.5 \text{ GeV}/c^2$ $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ t szczytowy	0 0 1 γ foton	$91.2 \text{ GeV}/c^2$ 0 1 Z^0 bozon Z
	$4.8 \text{ MeV}/c^2$ $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ d dolny	$95 \text{ MeV}/c^2$ $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ s dziwny	$4.2 \text{ GeV}/c^2$ $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ b spodni	0 0 1 g gluon	$80.4 \text{ GeV}/c^2$ ± 1 1 $W^\pm$ bozon W
	$0.511 \text{ MeV}/c^2$ -1 $\frac{1}{2}$ e elektron	$105.7 \text{ MeV}/c^2$ -1 $\frac{1}{2}$ μ mion	$1.777 \text{ GeV}/c^2$ -1 $\frac{1}{2}$ τ taon	$?126 \text{ GeV}/c^2$ 0 0 H^0 bozon Higgsa	
Leptony	$<2.2 \text{ eV}/c^2$ 0 $\frac{1}{2}$ ν_e neutrino elektronowe	$<170 \text{ keV}/c^2$ 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ neutrino mionowe	$<15.5 \text{ MeV}/c^2$ 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ neutrino taonowe		
	I	II	III		

Bozony cechowania

Masa
Ładunek
Spin

Wikipedia

Mieszanie trzech neutrin

stany oddziaływań	$\{\alpha, \beta, \gamma\}$	=	$\{e, \mu, \tau\}$
stany masowe	$\{i, j, k\}$	=	$\{1, 2, 3\}$

W chwili $t = 0$ powstaje neutrino α

$$|\nu(0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle$$

Unitarność

$$\sum_i U_{\beta i}^* U_{\alpha i} = \delta_{\alpha\beta}, \quad \sum_\alpha U_{\alpha j}^* U_{\alpha i} = \delta_{ij}$$

$$|\nu_i(t, \vec{x})\rangle = e^{-iE_i t + i\vec{p} \cdot \vec{x}} |\nu_i\rangle \quad \hbar = 1, c = 1.$$

$$t \simeq z \quad E_i t - \vec{p} \cdot \vec{x} \simeq (E_i - p) z = \left(\sqrt{m_i^2 + p^2} - p \right) z$$

Rozwijając

$$p \sqrt{1 + \frac{m_i^2}{p^2}} - p \simeq \frac{m_i^2}{2p} \simeq \frac{m_i^2}{2E}$$

$$|\nu_i(z)\rangle = \exp\left(-i \frac{m_i^2}{2E} z\right) |\nu_i\rangle$$

Amplituda, że w punkcie z mamy neutrino β

$$|\nu(0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle$$

$$\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(z) \rangle = \sum_{i=1,2,3} U_{\beta i}^* U_{\alpha i} e^{-i(m_i^2/2E)z}$$

$$m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$$

Prawdopodobieństwo:

$$P_{\alpha \rightarrow \beta}(z) = \sum_{i,j} (U_{\beta i}^* U_{\alpha i}) (U_{\beta j} U_{\alpha j}^*) \exp \left(-i \frac{m_{ij}^2}{E} z \right)$$

Rozwijając i stosując unitarność i tożsamości trygonometryczne

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

Nie ma części urojonej (prawdopodobieństwo jest rzeczywiste)
ze względu na (anty)symetrię w indeksach $i j$

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

Zauważmy

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(U_{\beta i}^* U_{\alpha i} U_{\beta j} U_{\alpha j}^*) & \text{ symetryczne } i \longleftrightarrow j, \\ \operatorname{Im}(U_{\beta i}^* U_{\alpha i} U_{\beta j} U_{\alpha j}^*) & \text{ antysymetryczne } i \longleftrightarrow j. \end{aligned}$$

Z równania Diraka wynika, że kombinowana transformacja CP (sprzężenie ładunkowe + odbicie przestrzenne) $U \rightarrow U^*$

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

$$\operatorname{Im}(U_{\beta i}^* U_{\alpha i} U_{\beta j} U_{\alpha j}^*) \neq 0 \text{ to } P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \neq P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}$$

Zaniedbujemy łamanie CP (w rzeczywistości CP jest łamane)

Rozpisujemy jawnie:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(z) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \operatorname{Re}(U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 2}) \sin^2 \frac{m_{21}^2 z}{4E} \\ - 4 \operatorname{Re}(U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1} U_{\beta 3}^* U_{\alpha 3}) \sin^2 \frac{m_{31}^2 z}{4E} - 4 \operatorname{Re}(U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} U_{\beta 3}^* U_{\alpha 3}) \sin^2 \frac{m_{32}^2 z}{4E}.$$

Ponieważ U jest unitarne oraz

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

mamy 5 wolnych parametrów (+ łamanie CP)

Okazuje się szczęśliwie, że

$$|m_{21}^2| \ll |m_{31}^2| \approx |m_{32}^2|$$

Wprowadza się nazewnictwo: atmosferyczne i słoneczne

$$\begin{aligned} |m_{31}^2| &\approx |m_{32}^2| = \Delta m_{\text{atm}}^2 \sim 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \\ |m_{21}^2| &= \Delta m_{\odot}^2 \sim 7 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \end{aligned}$$

Zaniedbując część urojoną, możemy założyć, że macierz U jest rzeczywista:

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

Unitarność

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

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

Wprowadzamy charakterystyczny kąt propagacji

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

Chooz



Ekseprymment CHOOZ.



Reaktor w Chooz produkuje $\alpha = \bar{\nu}_e$ o energii około 3 MeV, a detektor jest w odległości 1 km. Dla tych wartości otrzymujemy:

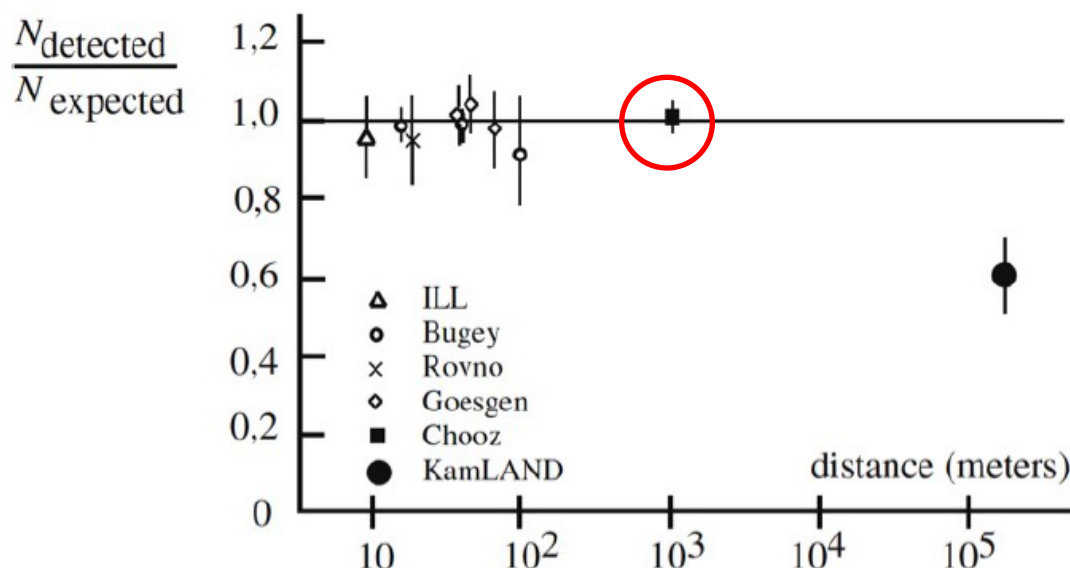
$$\text{CHOOZ: } \Psi_{\odot} \sim 3 \times 10^{-2}, \quad \Psi_{\text{atm}} \sim 1$$

i w związku z tym można zaniedbać przyczynę od $\Psi_{\odot}$. Detektor czuły jest na antyneutrino elektronowe: $\beta = \bar{\nu}_e$, stąd wzór (25) przyjmuje postać

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

Wynik CHOOZ był konsystentny z

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



Macierz mieszania (z fazą łamiącą CP)

$$V_{\text{PMNS}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$
$$= \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix}.$$

Pontecorvo, Maki, Nakagawa, Sakata

Ograniczenie z eksperymentu CHOOZ $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.2$

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

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

KamLAND, Japonia

Eksperyment KamLAND

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

$$\text{CHOOZ: } \Psi_{\odot} \sim 3 \times 10^{-2}, \quad \Psi_{\text{atm}} \sim 1$$

$$\text{KamLAND: } \Psi_{\odot} \sim 4, \quad \Psi_{\text{atm}} \sim 143.$$

i mamy:

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

co daje

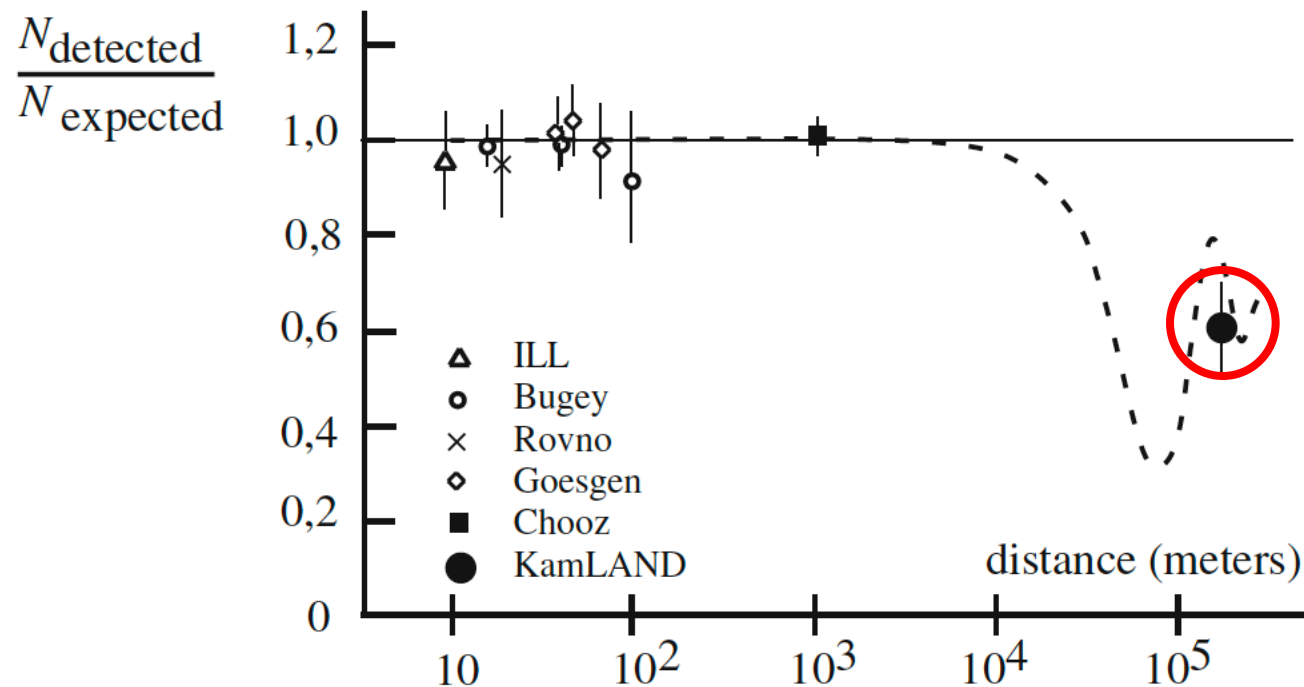
$$\Delta m_{\odot}^2 = 6.9 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad (\text{konsystencja})$$

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

mieszanie prawie maksymalne.

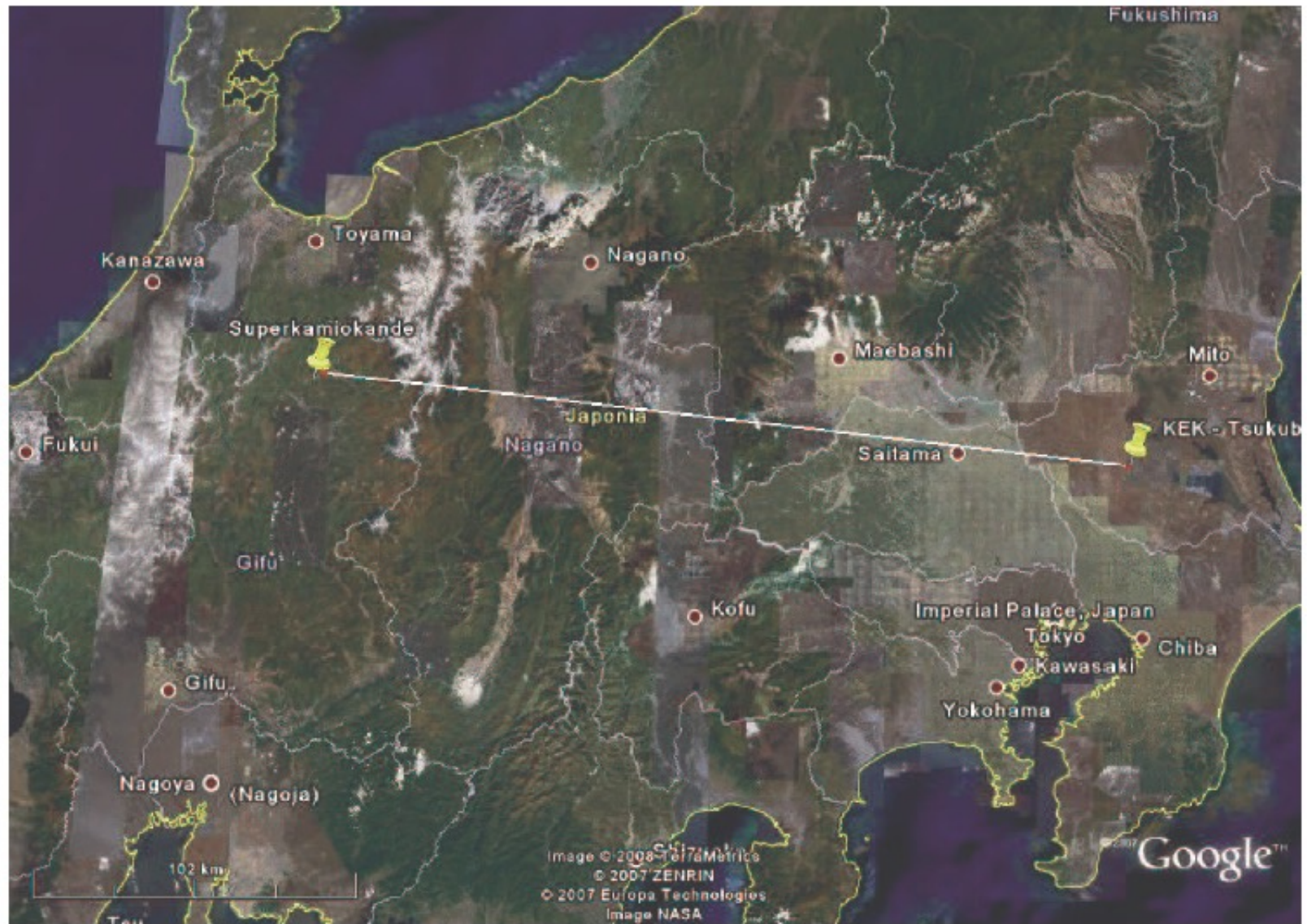


Mimo, że $\sin \Psi_{\text{atm}} \sim 1$, to ze względu na małość elementu U_{e3} główny wkład pochodzi od neutrin słonecznych



(sinusoidal function damped by energy dispersion affects). This curve is a best fit of solar neutrino data. We notice that the KamLAND data point corresponds to the second oscillation of the curve

Eksperyment K2K



W lab. KEK 12 GeV protony na tarczy aluminiowej produkują π^+ . 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

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

mamy

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}(z) = 1 - 4(1 - U_{\mu 3}^2) U_{\mu 3}^2 \sin^2 \Psi_{\text{atm}} = 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Psi_{\text{atm}},$$

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(z) = 4U_{\mu 3}^2 U_{e 3}^2 \sin^2 \Psi_{\text{atm}} = 0,$$

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}(z) = 4U_{\mu 3}^2 U_{\tau 3}^2 \sin^2 \Psi_{\text{atm}} = \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Psi_{\text{atm}}.$$

suma = 1.

Najlepszy fit

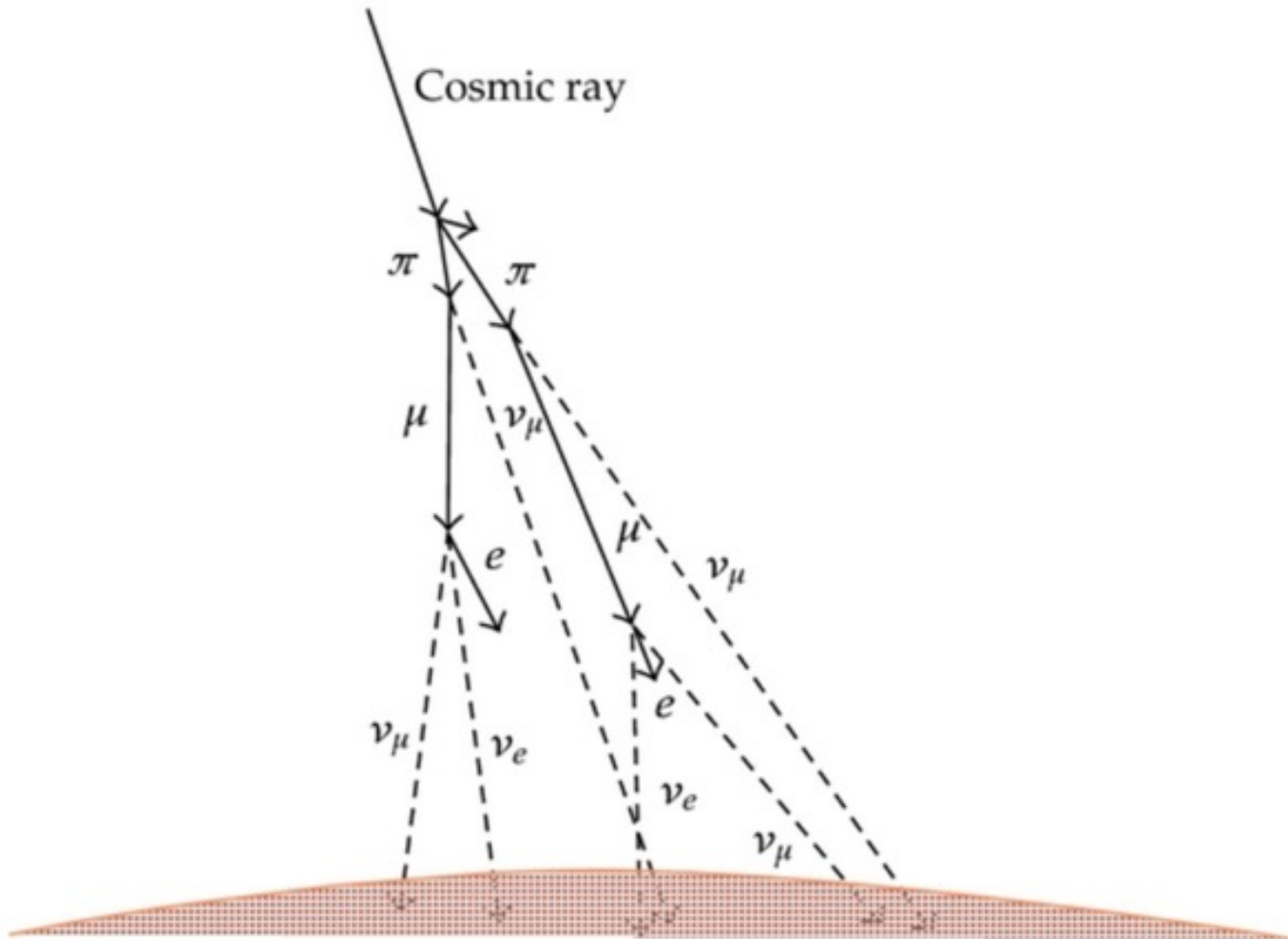
$$\Delta m_{\text{atm}}^2 = 2.8 \times 10^{-3} \quad (\text{konsystencja})$$

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

maksymalne mieszanie!

$$\begin{array}{c} e \\ \mu \\ \tau \end{array} \left[\begin{array}{ccc} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12}/\sqrt{2} & c_{12}/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \\ s_{12}/\sqrt{2} & -c_{12}/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \end{array} \right]$$

Neutrina atmosferyczne



Neutrina atmosferyczne

Promienie kosmiczne (p,e) produkują π , które rozpadają się na neutrina:

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

Produkuje się dwa razy więcej neutrin μ niż neutrin e . W detektorze wodnym Super-Kamiokande neutrina μ i e są wykrywane poprzez odwrotny proces β . Neutrin τ nie reagują, bo jest za mało energii na produkcję τ :

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

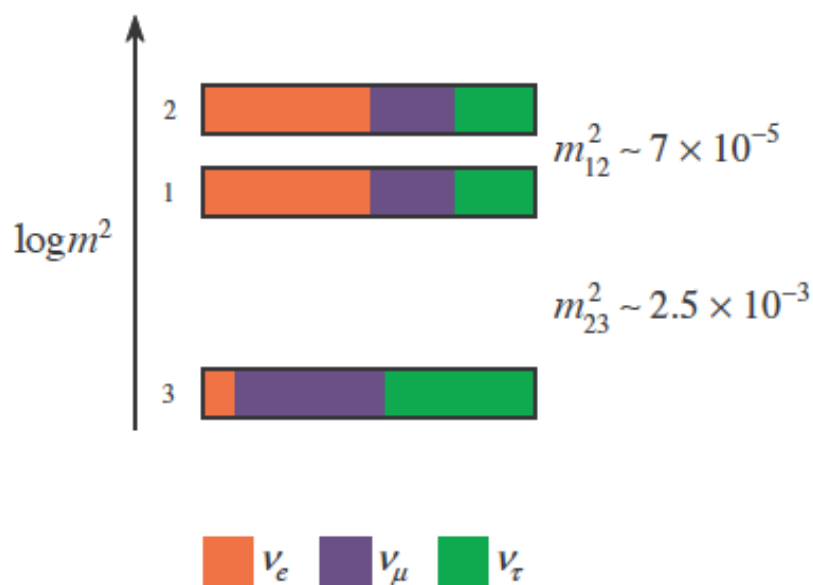
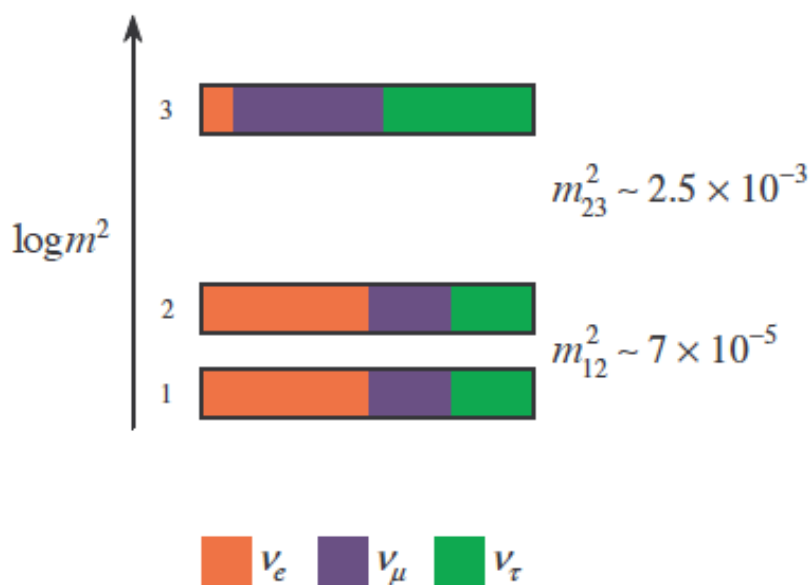
Dla neutrin o energii 1 GeV

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

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.

Podsumowanie

Co wiemy o masach i kątach?



Przyjmując

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

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

Neutrino Mixing

The following values are obtained through data analyses based on the 3-neutrino mixing scheme described in the review “Neutrino Masses, Mixing, and Oscillations.”

$$\sin^2(\theta_{12}) = 0.307 \pm 0.013$$

$$\Delta m_{21}^2 = (7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$\sin^2(\theta_{23}) = 0.534^{+0.021}_{-0.024} \quad (\text{Inverted order})$$

$$\sin^2(\theta_{23}) = 0.547^{+0.018}_{-0.024} \quad (\text{Normal order})$$

$$\Delta m_{32}^2 = (-2.519 \pm 0.033) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (\text{Inverted order})$$

$$\Delta m_{32}^2 = (2.437 \pm 0.033) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (\text{Normal order})$$

$$\sin^2(\theta_{13}) = (2.20 \pm 0.07) \times 10^{-2}$$

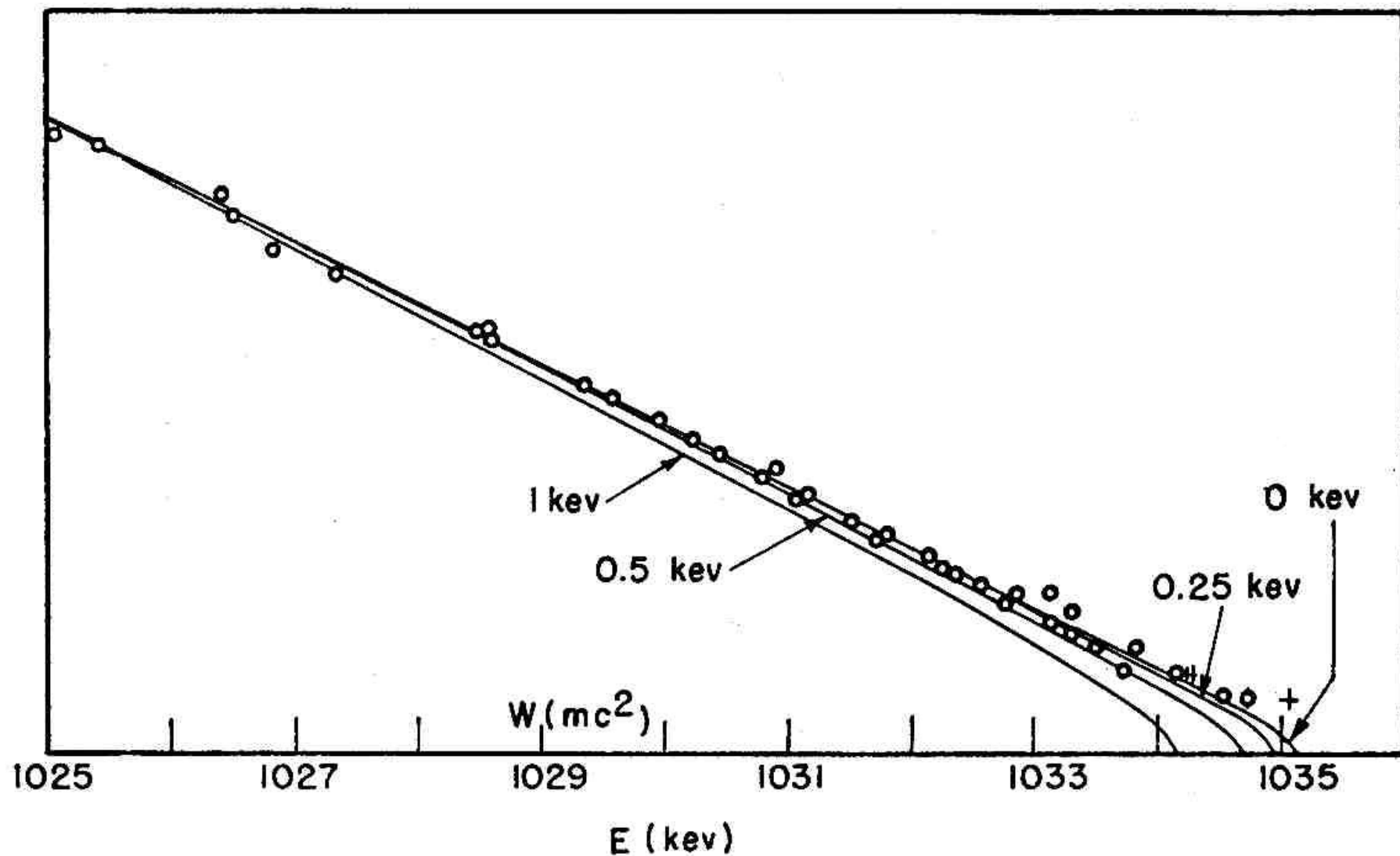
$$\delta, \text{ CP violating phase} = 1.23 \pm 0.21 \pi \text{ rad} \quad (S = 1.3)$$

$$\langle \Delta m_{21}^2 - \Delta \bar{m}_{21}^2 \rangle < 1.1 \times 10^{-4} \text{ eV}^2, \text{ CL} = 99.7\%$$

$$\langle \Delta m_{32}^2 - \Delta \bar{m}_{32}^2 \rangle = (-0.12 \pm 0.25) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$

Trochę historii

Rozkład energii elektronu w rozpadzie β trytu



Dlaczego energia w rozpadzie beta nie jest zachowana?

Niels Bohr: taka jest natura oddziaływań mikroskopowych

1930 Wolfgang Pauli

stawia hipotezę istnienia niewidocznej cząstki, która unosi brakującą energię i nazywa ją neutronem, potem utrwała się nazwa **neutrino**



List Pauliego

Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der
Gauvereins-Tagung zu Tübingen.

Abschrift

Physikalisches Institut
der Eidg. Technischen Hochschule
Zürich

Zürich, 4. Dez. 1930
Gloriastrasse

Liebe Radioaktive Damen und Herren,

Wie der Ueberbringer dieser Zeilen, den ich huldvollst
ansuhören bitte, Ihnen des näheren auseinandersetzen wird, bin ich
angesichts der "falschen" Statistik der N- und Li-6 Kerne, sowie
des kontinuierlichen beta-Spektrums auf einen verzweifelten Ausweg
verfallen um den "Wechselsatz" (1) der Statistik und den Energiesatz
zu retten. Nämlich die Möglichkeit, es könnten elektrisch neutrale
Teilchen, die ich Neutronen nennen will, in den Kernen existieren,
welche den Spin $1/2$ haben und das Ausschliessungsprinzip befolgen und
sich von Lichtquanten ausserdem noch dadurch unterscheiden, dass sie
nicht mit Lichtgeschwindigkeit laufen. Die Masse der Neutronen
müsste von derselben Grössenordnung wie die Elektronenmasse sein und
jedemfalls nicht grösser als 0,01 Protonenmasse.- Das kontinuierliche
beta-Spektrum wäre dann verständlich unter der Annahme, dass beim
beta-Zerfall mit dem Elektron jeweils noch ein Neutron emittiert
wird, derart, dass die Summe der Energien von Neutron und Elektron
konstant ist.

Nun handelt es sich weiter darum, welche Kräfte auf die
Neutronen wirken. Das wahrscheinlichste Modell für das Neutron scheint
mir aus wellenmechanischen Gründen (näheres weiss der Ueberbringer
dieser Zeilen) dieses zu sein, dass das ruhende Neutron ein
magnetischer Dipol von einem gewissen Moment μ ist. Die Experimente
verlangen wohl, dass die ionisierende Wirkung eines solchen Neutrons
nicht grösser sein kann, als die eines gamma-Strahls und darf dann
wohl nicht grösser sein als $e \cdot (10^{-13} \text{ cm})$.

Ich traue mich vorläufig aber nicht, etwas über diese Idee
zu publizieren und wende mich erst vertrauensvoll an Euch, liebe
Radioaktive, mit der Frage, wie es um den experimentellen Nachweis
eines solchen Neutrons stände, wenn dieses ein ebensolches oder etwa
10mal grösseres Durchdringungsvermögen besitzen würde, wie ein
gamma-Strahl.

Ich gebe zu, dass mein Ausweg vielleicht von vornherein
wenig wahrscheinlich erscheinen wird, weil man die Neutronen, wenn
sie existieren, wohl schon längst gesehen hätte. Aber nur wer wagt,
gewinnt und der Ernst der Situation beim kontinuierlichen beta-Spektrum
wird durch einen Ausspruch meines verehrten Vorgängers im Amt,
Herrn Debye, beleuchtet, der mir kürzlich in Brüssel gesagt hat:
"O, daran soll man am besten gar nicht denken, sowie an die neuen
Steuern." Darum soll man jeden Weg zur Rettung ernstlich diskutieren.-
Also, liebe Radioaktive, prüfet, und richtet.- Leider kann ich nicht
persönlich in Tübingen erscheinen, da ich infolge eines in der Nacht
vom 6. zum 7. Dez. in Zürich stattfindenden Balles hier unakkommodiert
bin.- Mit vielen Grüssen an Euch, sowie an Herrn Baek, Euer
untertänigster Diener

ges. W. Pauli

Drogie radioaktywne Panie i Panowie,

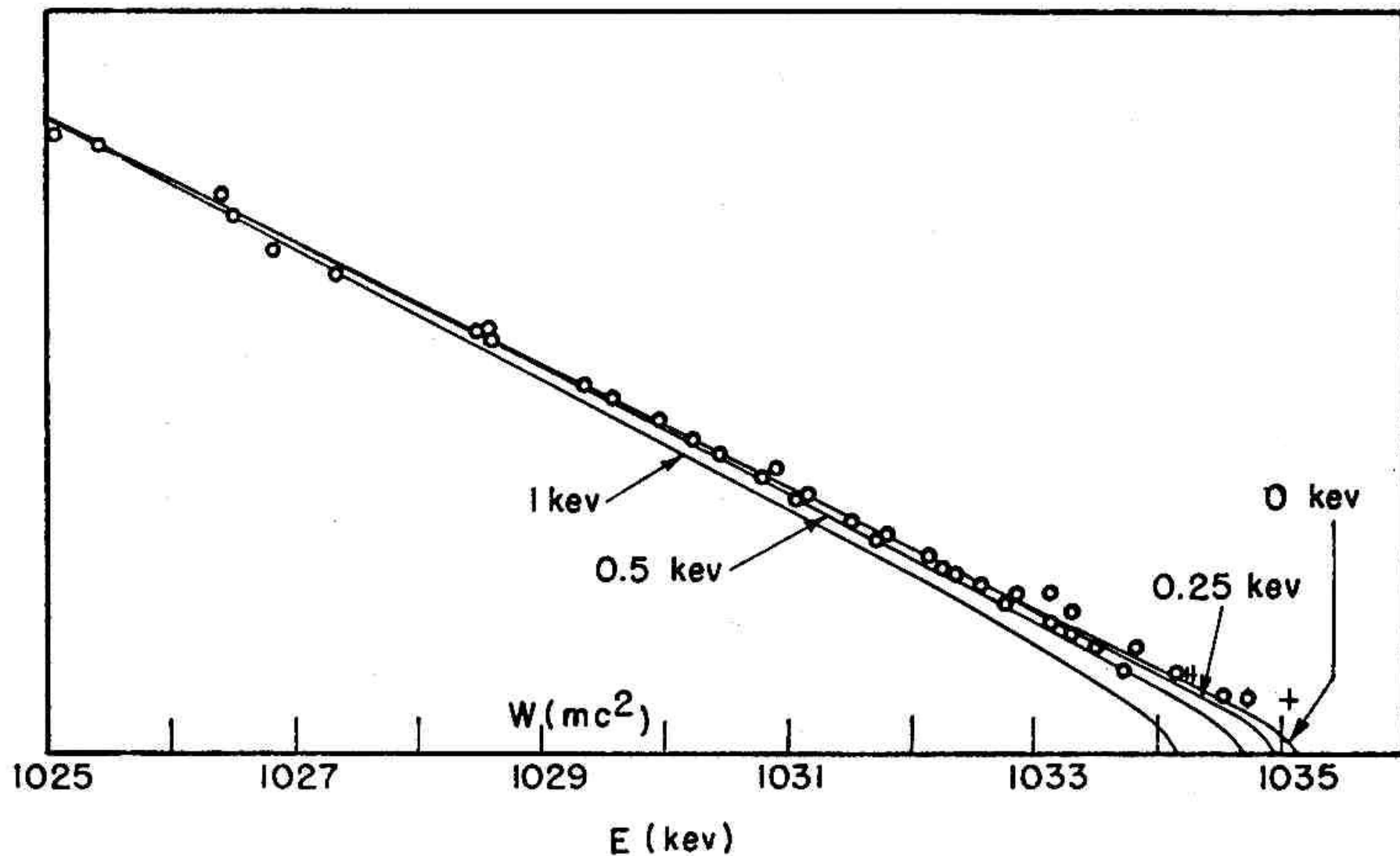
... znalazłem, co prawda wątpliwe, ale jednak możliwe rozwiązanie, które “ratuje” zachowanie energii w rozpadzie β . Rozważmy mianowicie możliwość, że mogą istnieć elektrycznie obojętne cząstki, które nazwę **neutronami**... Masa neutronu nie może przekraczać 0,01 masy protonu. W ten sposób można zrozumieć ciągłe spektrum energii w rozpadzie β .

Niestety nie mogę się osobiście pojawić w Tybindze, ze względu na bal odbywający się w Zürichu, w nocy z 6. na 7. Grudnia.

Pauli później wyznał, że neutrino było
głupim dzieckiem kryzysu w moim osobistym życiu.

Miał na myśli:
samobójstwo jego matki (trzy lata wcześniej),
ponowne małżeństwo ojca z kobietą, której Pauli był niechętny,
gwałtowny koniec jego własnego krótkiego małżeństwa, kiedy to
żona miała chęć opuścić go dla jakiegoś przeciętnego chemika

Rozkład energii elektronu w rozpadzie β trytu



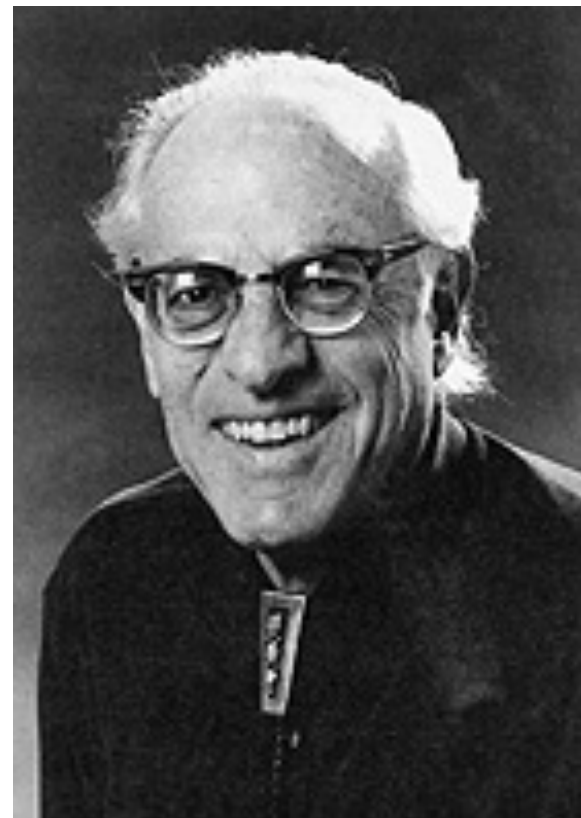
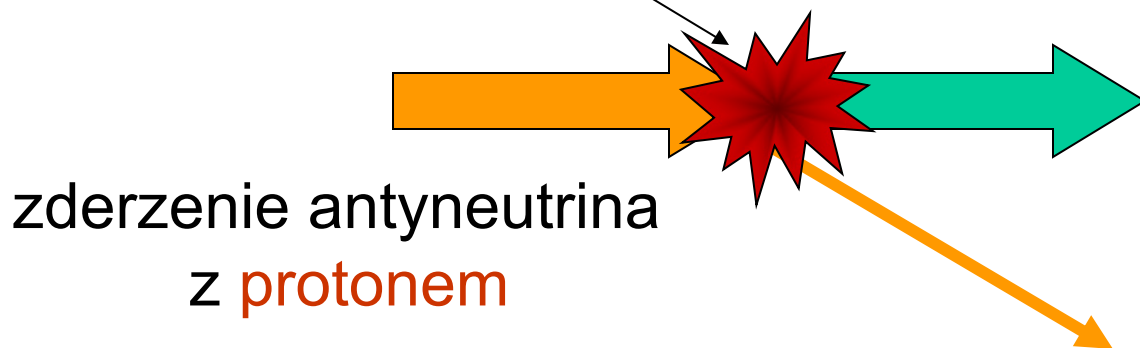
Eksperymenty rozpadu β trytu: Troitsk i Mainz

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

Kosmologia

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

Odkrycie neutrina



Nobel 1995

F. Reines i Perl

Ten proces wykorzystali w roku **1956** **F. Reines** i **C.L. Cowan** umieszczając w sąsiedztwie reaktora w elektrowni Savannah River odpowiedni detektor → zobaczyli ślady antyelektronu i neutronu **i tym samym odkryli neutrino elektronowe!**

Nobel 1988

za odkrycie neutrino mionowego w laboratorium Brookhaven, N.Y.
w latach 1960 - 1962

Melvin Schwartz



Leon Lederman



Jack Steinberger



Model Standardowy



leptony

	Flavor	Mass (GeV/c ²)	Elect. Charge
ν_e	e neutrino	$< 7 \times 10^{-9}$	0
e^-	electron	.000511	-1
ν_μ	μ neutrino	$< .0003$	0
μ^-	muon	0.106	-1
ν_τ	τ neutrino	$< .03$	0
τ^-	tau	1.7771	-1

dodatkowo mamy cząstki odpowiedzialne za oddziaływania
np. foton

Nobel 1995

F.Reines i M. Perl

Według modelu standardowego neutrino są bezmasowe

Źródła neutrin

- Radioaktywność naturalna
- Działalność ludzka (akceleratorzy, reaktory)
- Promieniowanie kosmiczne
- Słońce i inne gwiazdy
- Wybuchy gwiazd supernowych
- Neutrino tła - pozostawość po wielkim wybuchu nikt ich jeszcze nie zaobserwował

NEUTRINA PRAWIE NIE ODDZIAŁUJĄ Z MATERIAŁ

Neutrino słoneczne

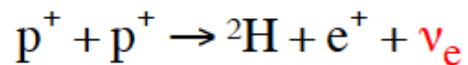
produkują się w wyniku reakcji jądrowych

fotony potrzebują 10^4 lat, żeby wylecieć ze słońca

energia 10^7 lat

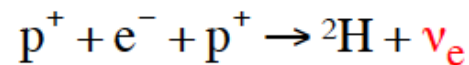
neutrino wylatują z predkością światła

pp



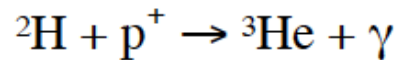
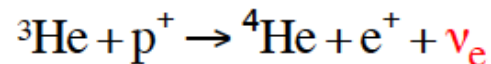
99,77 %

pep



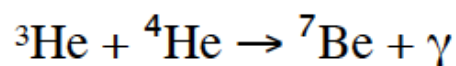
0,23 %

84,92 %

 10^{-5} %

hep

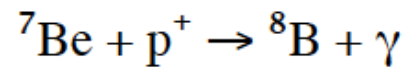
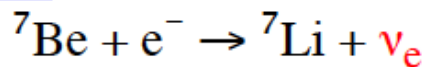
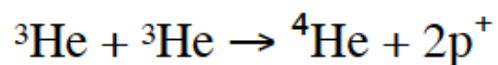
15,08 %



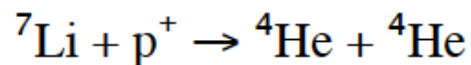
0,1 %

 ${}^7\text{Be}$

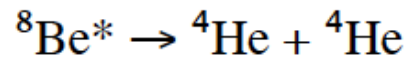
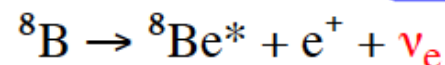
99,9 %

 ${}^8\text{B}$ 

ppI

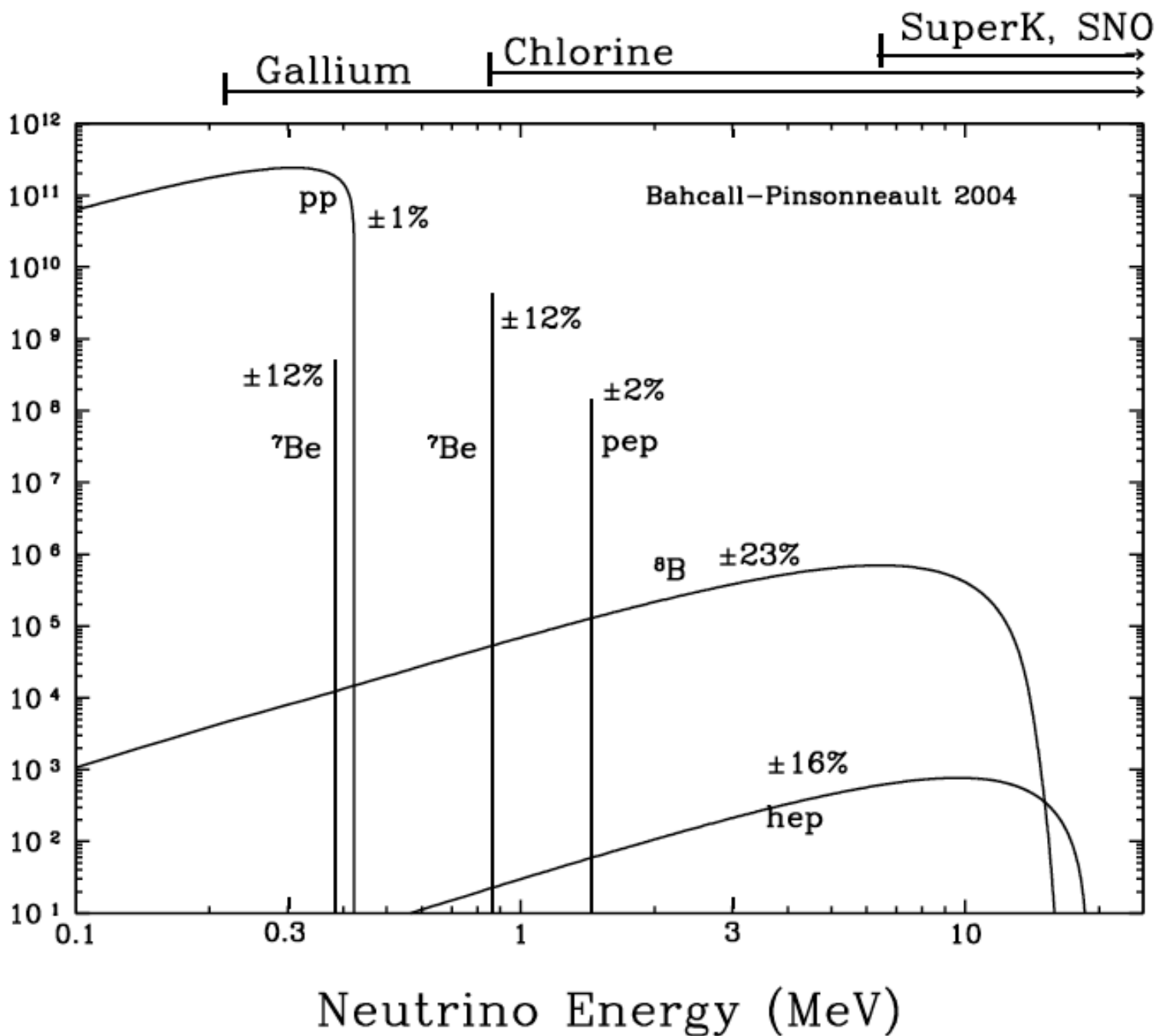


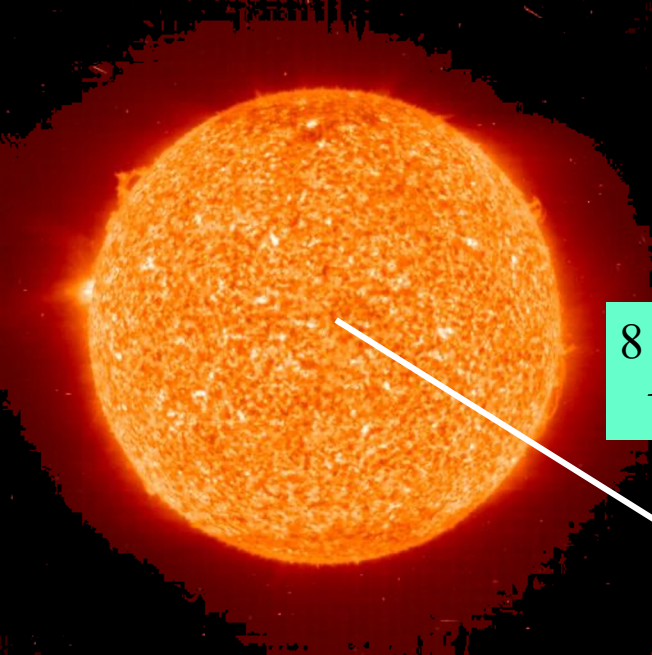
ppII



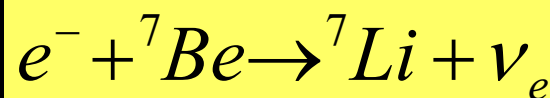
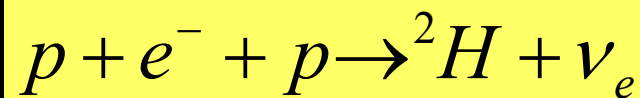
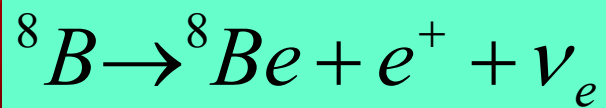
ppIII

Neutrino Flux

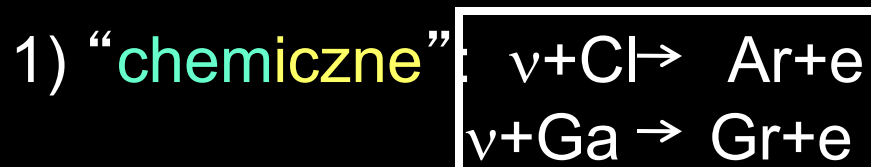




Słońce jest źródłem neutrin elektronowych o energiach od 0 do 20 MeV

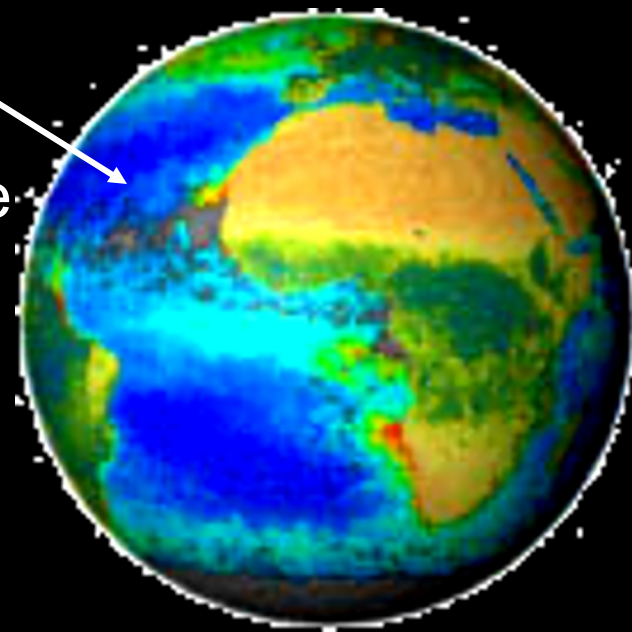


na Ziemi prowadzi się dwa typy eksperymentów:



2) “wodne”: $\nu + e \rightarrow \nu + e$ wszystkie

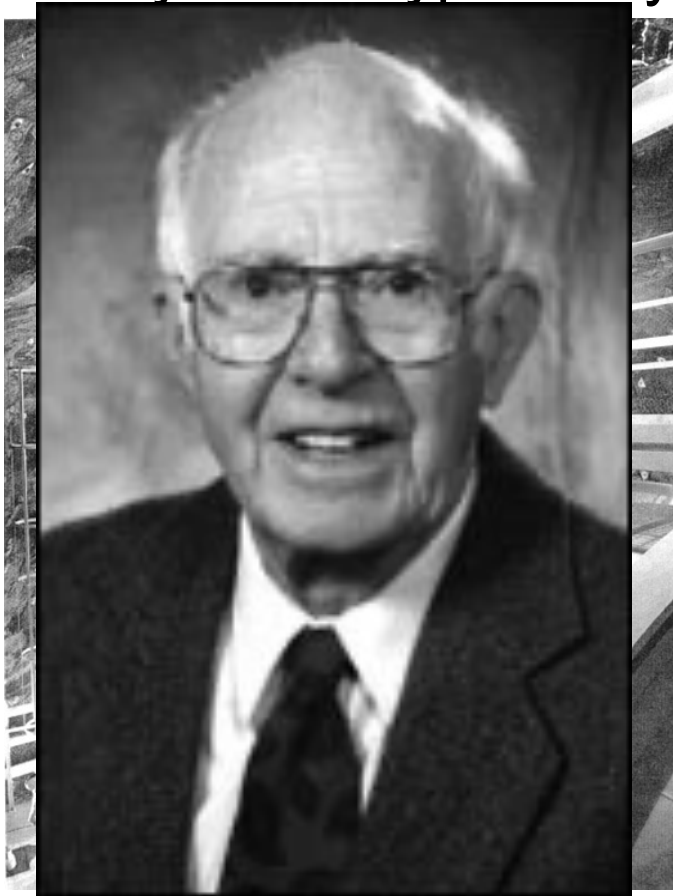
tylko
neutrino
elektronowe



Eksperyment Homestake, N.D. lata 60.

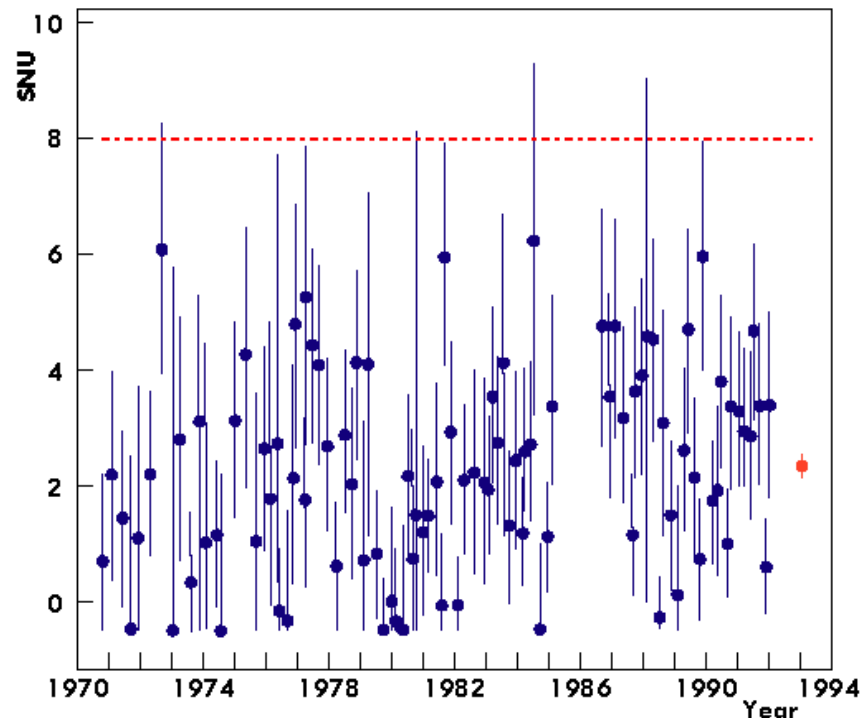
umieszczony w kopalni w Północnej Dakocie

cylinder wypełniony 615. tonami C_2Cl_4 (tetra-chloro-etylen)



**Nobel 2002,
Raymond Davies**

← naświetlanie przez 50 dni
chemiczne wyodrębnienie argonu
obserwacja rozpadu argonu (27/rok)



Eksperyment Super-Kamiokande

umieszczony w kopalni Kamioka neutronowy detektor

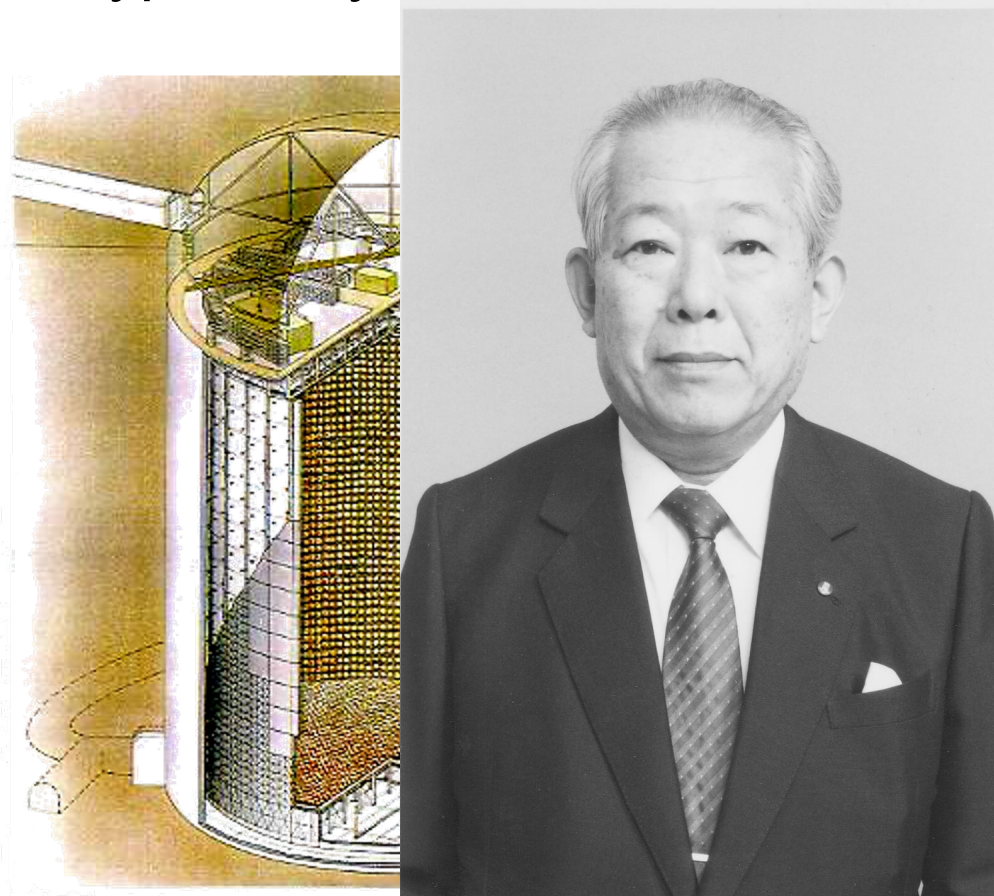
cylinder 41,4 m na 39,3 m
wypełniony 50 tys ton wody

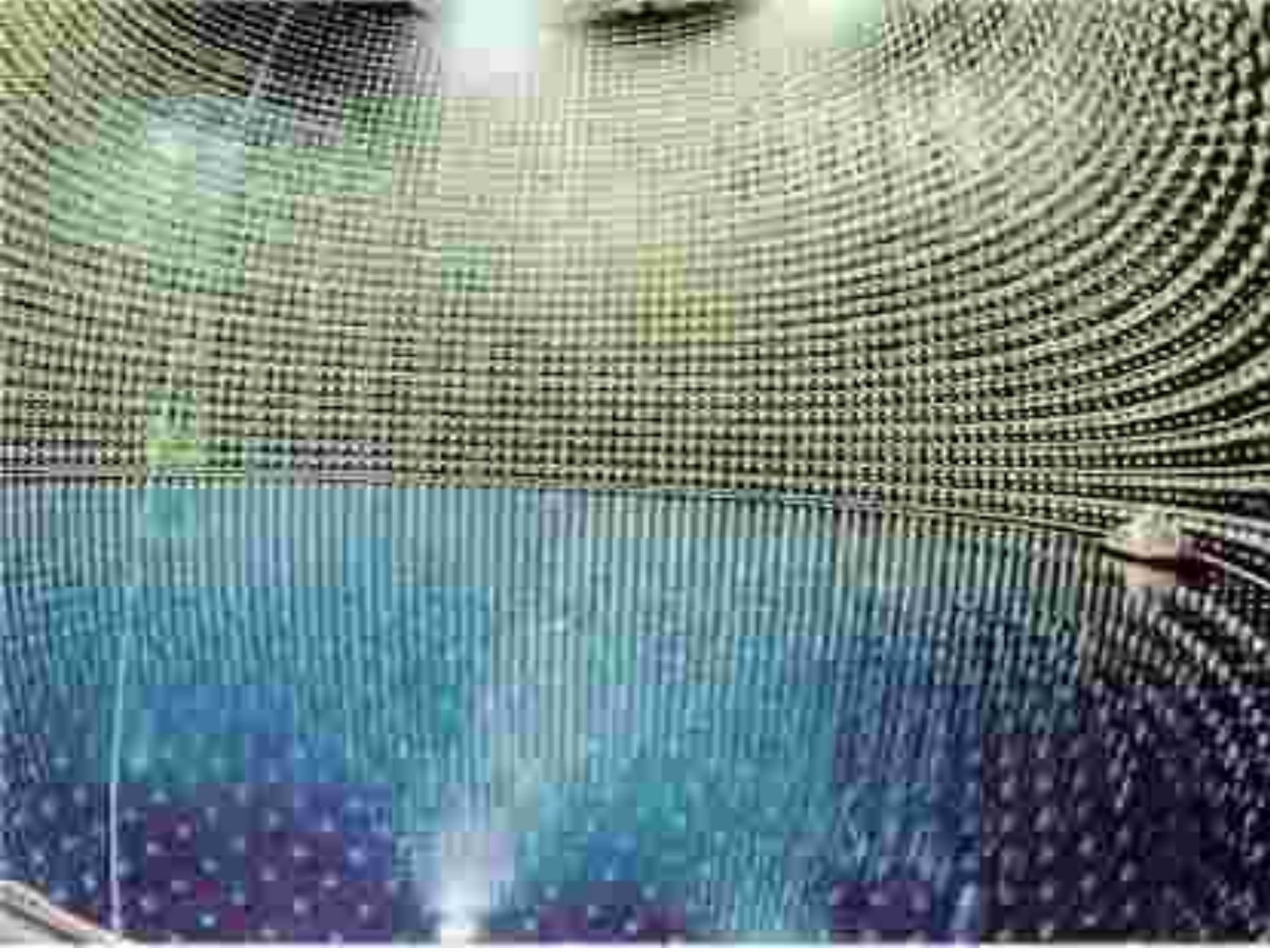
11200 fotopowielaczy

Masatoshi Koshiro,
Nobel 2002

proceedzi się w nim
obserwacje neutrin
słonecznych
i atmosferycznych

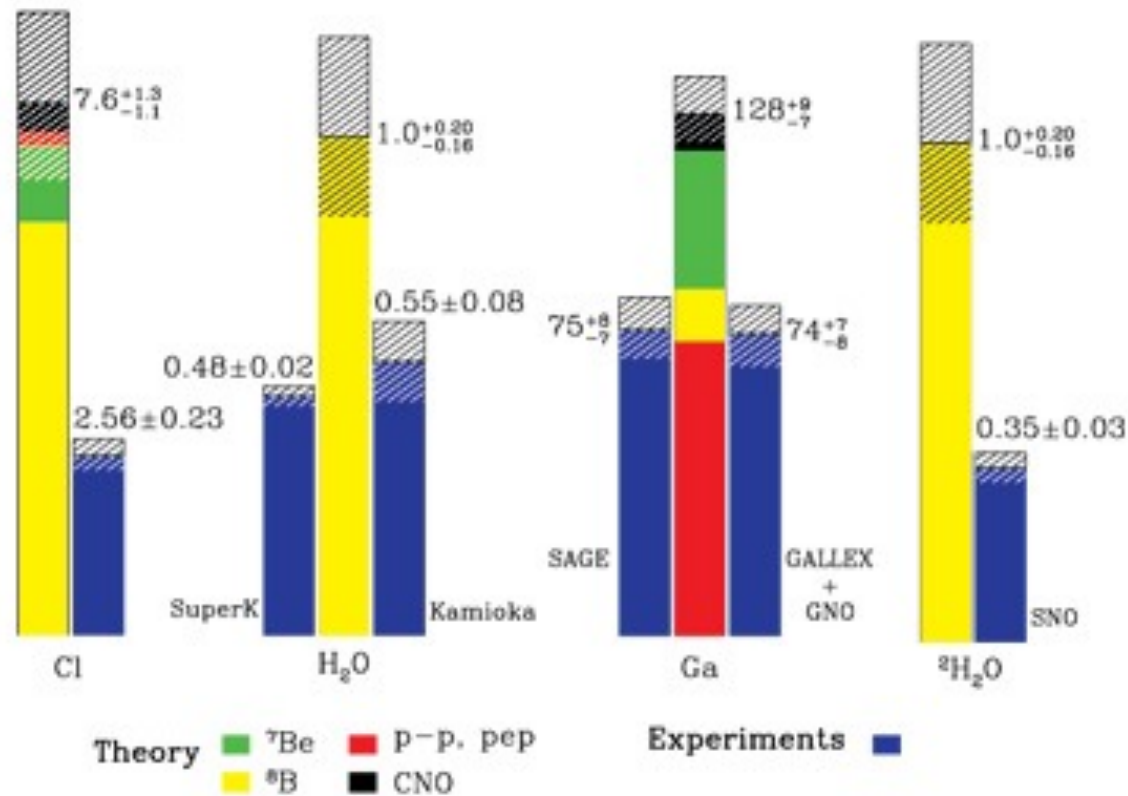
we wnętrzu góry
1 km pod
powierzchnią





Problem neutrin słonecznych

Total Rates: Standard Model vs. Experiment
Bahcall-Pinsonneault 2000



Kto kradnie neutrino słoneczne?

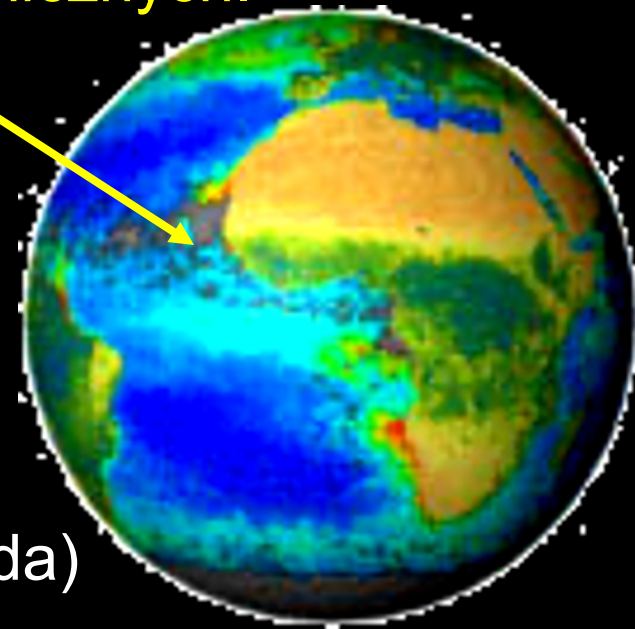
ze Słońca wylatuje neutrino elektronowe

na Ziemię dociera neutrino mionowe, które nie jest obserwowalne w eksperymentach chemicznych.

eksperymenty wodne widzą wszystkie neutrino, ale mierzy się

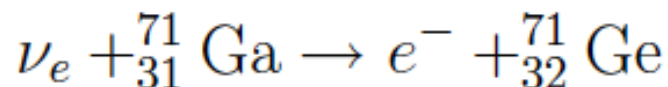
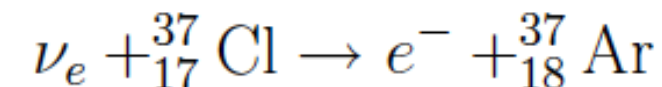
$$N_{\nu}^e + \frac{1}{7} N_{\nu}^{\mu+\tau}$$

trzeba zatem w eksperymencie wodnym zmierzyć oddzielnie liczbę neutrin elektronowych, to się udało dopiero ostatnio w eksperymencie SNO (ciężka woda)

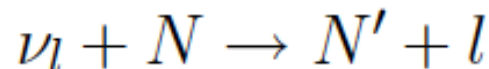


Detekcja neutrin słonecznych

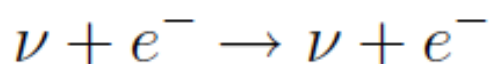
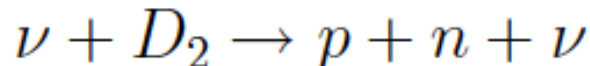
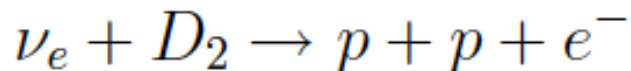
Detektory chemiczne:



Detektory wodne (Super-Kamiokande)

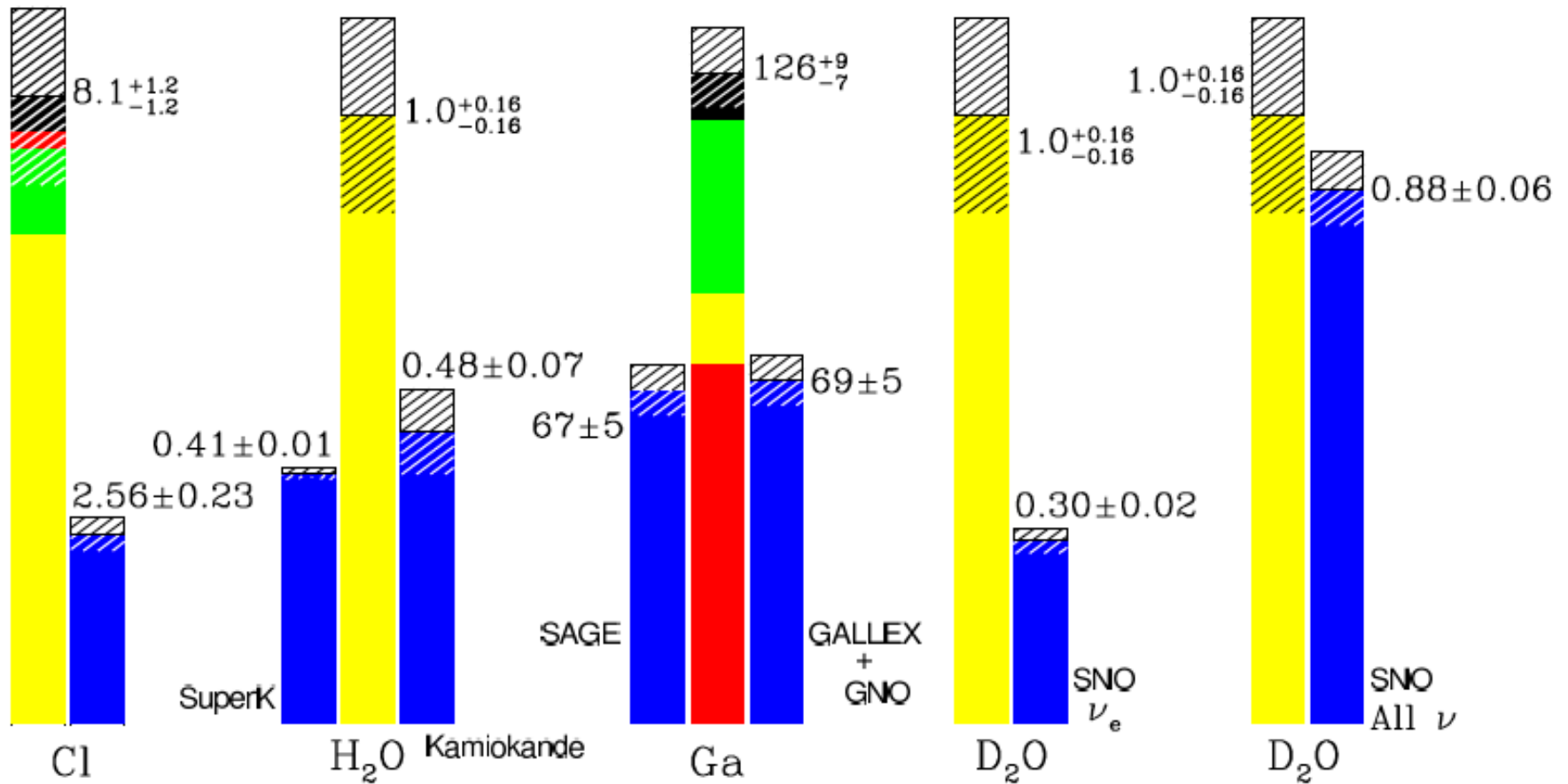


Detektor z ciężką wodą (Sudbury Neutrino Observatory = SNO):



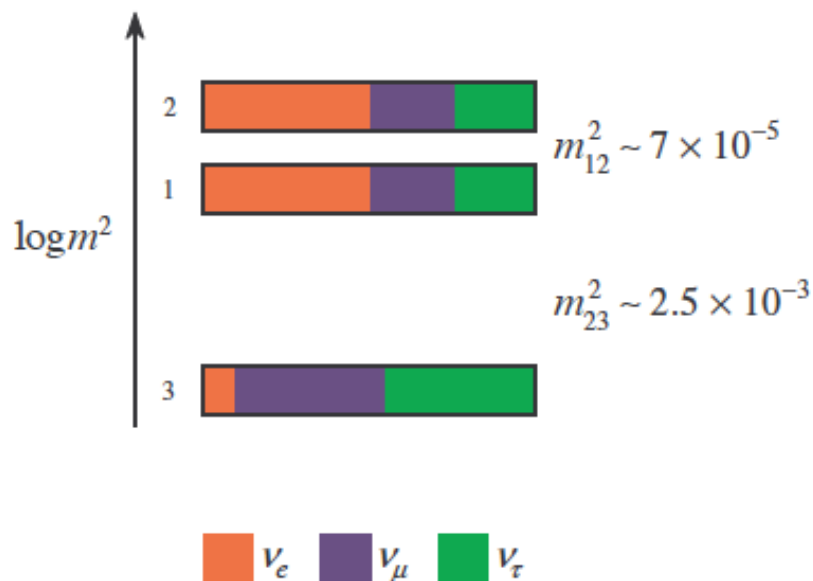
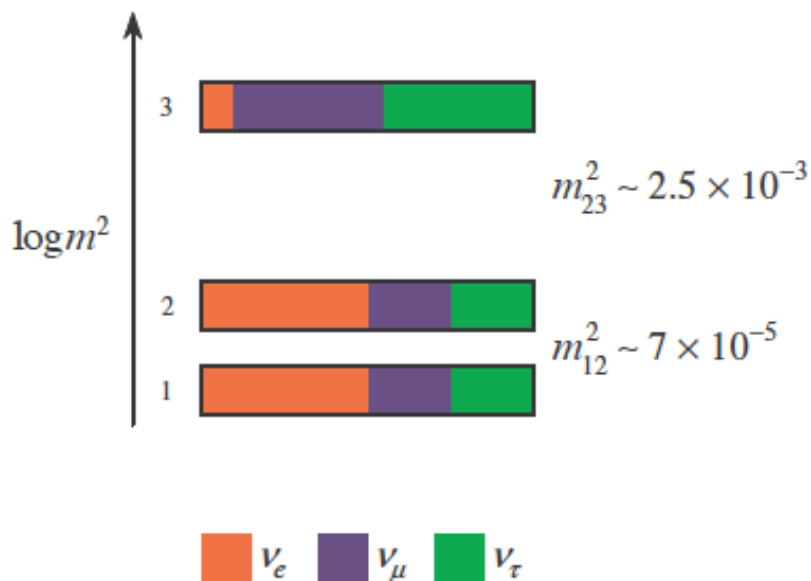
Total Rates: Standard Model vs. Experiment

Bahcall–Serenelli 2005 [BS05(OP)]



Podsumowanie

Co wiemy o masach i kątach?



Przyjmując

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

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

Neutrino Mixing

The following values are obtained through data analyses based on the 3-neutrino mixing scheme described in the review “Neutrino Masses, Mixing, and Oscillations.”

$$\sin^2(\theta_{12}) = 0.307 \pm 0.013$$

$$\Delta m_{21}^2 = (7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$\sin^2(\theta_{23}) = 0.534^{+0.021}_{-0.024} \quad (\text{Inverted order})$$

$$\sin^2(\theta_{23}) = 0.547^{+0.018}_{-0.024} \quad (\text{Normal order})$$

$$\Delta m_{32}^2 = (-2.519 \pm 0.033) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (\text{Inverted order})$$

$$\Delta m_{32}^2 = (2.437 \pm 0.033) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (\text{Normal order})$$

$$\sin^2(\theta_{13}) = (2.20 \pm 0.07) \times 10^{-2}$$

$$\delta, \text{ CP violating phase} = 1.23 \pm 0.21 \pi \text{ rad} \quad (S = 1.3)$$

$$\langle \Delta m_{21}^2 - \Delta \bar{m}_{21}^2 \rangle < 1.1 \times 10^{-4} \text{ eV}^2, \text{ CL} = 99.7\%$$

$$\langle \Delta m_{32}^2 - \Delta \bar{m}_{32}^2 \rangle = (-0.12 \pm 0.25) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$