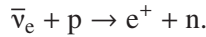


### 13.7. Eksperymenty reaktorowe

Reaktory rozszczepienia jądrowego wytwarzają duży strumień antyneutrin elektronowych pochodzących z rozpadów  $\beta$  radioizotopów takich jak  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  i  $^{241}\text{Pu}$ , które powstają w wyniku rozszczepienia jądrowego. Średnia energia antyneutrin w reaktorze wynosi ok. 3 MeV, a strumień można dokładnie określić na podstawie mocy wytwarzanej przez reaktor (która jest ściśle monitorowana). Antyneutrino  $\bar{\nu}_e$  można wykryć na podstawie procesu odwrotnego rozpadu  $\beta$ ,



Jeśli  $\bar{\nu}_e$  oscyluje do innych zapachów neutrin, to nie zostaną one wykryte, ponieważ energia neutrin jest znacznie poniżej progu umożliwiającego wytworzenie w stanie końcowym mionów lub taonów. Stąd możliwe jest jedynie obserwowanie zanikania powstałych w reaktorze  $\bar{\nu}_e$ . Prawdopodobieństwo przeżycia  $\bar{\nu}_e$  jest określone wzorem (13.27), który po założeniu przybliżenia  $\Delta_{31} \approx \Delta_{32}$  przyjmuje postać

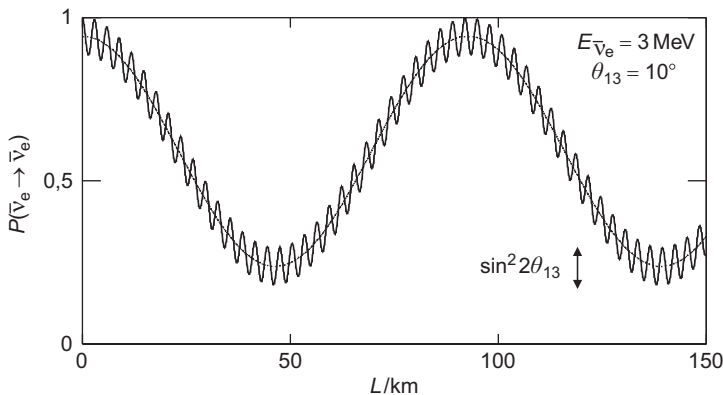
$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \approx 1 - 4|U_{e1}|^2|U_{e2}|^2 \sin^2 \Delta_{21} - 4|U_{e3}|^2 [ |U_{e1}|^2 + |U_{e2}|^2 ] \sin^2 \Delta_{32}.$$

Korzystając z relacji unitarności (13.18), można to zapisać jako

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \approx 1 - 4|U_{e1}|^2|U_{e2}|^2 \sin^2 \Delta_{21} - 4|U_{e3}|^2 [ 1 - |U_{e3}|^2 ] \sin^2 \Delta_{32}, \quad (13.34)$$

co można wyrazić za pomocą elementów macierzowych PMNS (13.33) jako

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) &= 1 - 4(c_{12}c_{13})^2 (s_{12}c_{13})^2 \sin^2 \Delta_{21} - 4s_{13}^2 (1 - s_{13}^2) \sin^2 \Delta_{32} \\ &= 1 - \cos^4(\theta_{13}) \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E_{\bar{\nu}}} \right) - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E_{\bar{\nu}}} \right). \end{aligned} \quad (13.35)$$



Rys. 13.18. Prawdopodobieństwo przeżycia  $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$  w funkcji odległości dla  $\bar{\nu}_e$  o energii 3 MeV przy założeniu  $\theta_{13} = 10^\circ$

Na rysunku 13.18 przedstawiono oczekiwane prawdopodobieństwo przeżycia  $\bar{\nu}_e$  przy założeniu  $\theta_{12} = 30^\circ$ ,  $\theta_{23} = 45^\circ$ ,  $\theta_{13} = 10^\circ$  oraz

$$\Delta m_{21}^2 = 8 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad \text{oraz} \quad \Delta m_{32}^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2.$$

Oscylacje występują w dwóch różnych skalach długości. Składowa krótkofalowa, zależąca od  $\Delta m_{32}^2$ , oscyluje z amplitudą  $\sin^2(2\theta_{13})$  wokół składowej dłuższej fali, której długość fali jest określona przez  $\Delta m_{21}^2$ . Stąd pomiary prawdopodobieństwa przeżycia  $\bar{\nu}_e$  dla odległości  $O(1)$  km są czułe na  $\theta_{13}$ , a pomiary dla odległości  $O(100)$  km są czułe na  $\Delta m_{21}^2$  oraz  $\theta_{12}$ .

### 13.7.1. Eksperymenty z reaktorem z krótką linią bazową

W pobliżu reaktora jądrowego, gdzie udział długich fal w oscylacjach neutrin jeszcze się nie rozwinął, prawdopodobieństwo przeżycia elektronowego antyneutrina określone wzorem (13.35) można przybliżyć zależnością

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \approx 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E_{\bar{\nu}}}\right). \quad (13.36)$$

Do niedawna nie obserwowano tego typu oscylacji neutrin o krótkiej linii bazowej i wiadomo jedynie, że wartość  $\theta_{13}$  jest mała. Pierwsze rozstrzygające obserwacje niezerowej wartości  $\theta_{13}$  opublikowano w roku 2012.

Eksperyment Daya Bay przeprowadzony w Chinach polegał na wykrywaniu neutrin pochodzących z sześciu rdzeni reaktorów, z których każdy wytwarzał moc 2,9 GW. W eksperymencie wykorzystano sześć detektorów umieszczonych w różnych odległościach od reaktorów. Dwa z nich umieszczono w ważonej strumieniem średniej odległości 470 m, jeden w odległości 576 m i trzy w odległości 1,65 km. Każdy detektor składał się z dużego naczynia zawierającego 20 ton ciekłego scyntylatora wypełnionego gadolinem. Naczynia były monitorowane przez układy fotopowielaczy. Antyneutrina elektronowe były wykrywane na podstawie odwrotnej reakcji rozpadu  $\beta$   $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ . W wyniku późniejszej anihilacji pozytonu przez elektron powstawały dwa *natychmiastowe* fotony. Niskoenergetyczny neutron ulegał rozproszeniu w ciekłym scyntylatorze, dopóki nie został przechwycony przez jądro gadolinu. Wychwyty neutronów, który zachodził w skali czasowej 100  $\mu\text{s}$ , wytwarzał fotony w procesie  $n + \text{Gd} \rightarrow \text{Gd}^* \rightarrow \text{Gd} + \gamma$ . Fotony zarówno pochodzące z procesu anihilacji, jak i wychwyty neutronów wytwarzały rozproszone elektrony Comptona. Elektrony te następnie jonizowały ciekły scyntylator, wytwarzając światło scyntylacyjne. Sygnatura oddziaływania  $\bar{\nu}_e$  jest zatem kombinacją szybkiego impulsu światła scyntylacyjnego pochodzącego z anihilacji i następującego  $10^{-100}$   $\mu\text{s}$  po nim opóźnionego impulsu z wychwyty neutronów. Obserwowana ilość natychmiastowego światła stanowiła miarę energii neutrina.