

$p \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, взаимодействует с другим нейтроном того же ядра. В результате рождаются два электрона, а ядро увеличивает свой заряд на две единицы: ${}^2X \rightarrow {}^2{}^4X + e^- + e^-$. Из факта ненаблюдения двойного безнейтринного β -распада следует, что величина

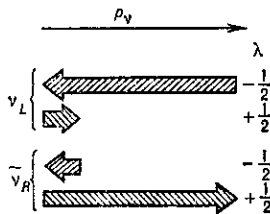


Рис. 5. Спиральности в состояниях левого нейтрино и правого антинейтрино. Длины стрелок условно соответствуют вероятностям обнаружить $\lambda = +1/2$ и $\lambda = -1/2$.

$|\langle \bar{\nu}_e | \nu_e \rangle|^2$ не превышает 10^{-12} (при нормировке $|\langle \nu_e | \nu_e \rangle|^2 = 1$).

Негождественность ν и $\bar{\nu}$ может быть связана с различием их лептонных чисел:

$$L(\nu_e) = L(e^-) = 1, \quad L(\bar{\nu}_e) = L(e^+) = -1.$$

При $(V - A)$ -структуре взаимодействий Н. и антинейтрино имеют разные киральности: ν — левую, $\bar{\nu}$ — правую (рис. 5). Если др. отличий нет (сохранение лептонного числа нарушено), то перекрытие состояний $|\nu\rangle$ и $|\bar{\nu}\rangle$ в пределе $m_\nu \gg m_e$ равно $|\langle \bar{\nu} | \nu \rangle|^2 \approx \approx m_e^2 / \epsilon^2 \ll 1$; этого «спирального» подавления достаточно для того, чтобы удовлетворить эксперим. ограничениям. Если лептонное число сохраняется строго, то $|\langle \bar{\nu} | \nu \rangle|^2 = 0$.

Лагранжиан взаимодействия в теории Вайнберга — Глашоу — Салама (ВГС) [стандартной теории электро-слабого взаимодействия] обладает L -симметрией. Поэтому в случае дираковских или вейлевских Н. перекрытия состояний $|\nu\rangle$ и $|\bar{\nu}\rangle$ нет, различие между ν и $\bar{\nu}$ абсолютно [$L(\nu) = -L(\bar{\nu})$].

У майорановских Н. лептонное число нарушено, ν и $\bar{\nu}$ различаются только киральностью, и их перекрытие пропорц. величине m^2 / ϵ^2 . Экспериментально обнаружимым следствием является безнейтринный двойной β -распад с вероятностью, пропорц. квадрату майорановской массы Н. Отрицат. результат поиска такого распада позволяет поставить верхний предел для m_ν . Геохим. методом, основанным на поиске дочернего изотопа, наиб. сильное ограничение получено для моды ${}^{128}\text{Te} \rightarrow {}^{128}\text{Xe} + e^- + e^-$: $T_{1/2} > 5 \cdot 10^{24}$ лет (с у. д. 90%). Отсюда следует, что $m_\nu < (0,4 - 1,4)$ эВ. Прямыми электронными методами может быть измерен спектр энергывыделений или спектр суммарной энергии двух электронов. Лучшее ограничение, установленное т. о. для распада ${}^{76}\text{Ge} \rightarrow {}^{76}\text{Se} + 2e^-$: $T_{1/2} > 2 \cdot 10^{24}$ лет (с у. д. 90%), соответствует $m_\nu < (0,6 - 1,5)$ эВ. Эти ограничения относятся к майорановской массе Н., точнее к эфф.

массе $m_\nu^{\text{maj}} = \sum_i u_{ei}^2 m_i$ (m_i — майорановские массы нейтрино ν_i , имеющие примесь u_{ei} в электронном Н.), и не противоречат большим значениям m_i , к-рые могли быть получены из кинематич. измерений.

Типы Н. Тип Н. фиксируется его соответствием определ. заряд. лептону. Соответствие устанавливается по взаимодействию; так, электронным называют Н., к-рое переходит в электрон либо рождается вместе с позитроном или при захвате электрона. Состояния $|\nu_e\rangle$, $|\nu_\mu\rangle$ и $|\nu_\tau\rangle$ наз. собств. состояниями гамплетона слабого взаимодействия.

Отрицат. результаты поиска e и e^+ во взаимодействиях лучков ν_e ($\bar{\nu}_e$), а также μ и τ во взаимодействиях лучков ν_e ($\bar{\nu}_e$) дают верхние пределы для перекрытия состояний $|\langle \nu_e | \nu_\mu \rangle|^2$ на уровне долей процента,

$|\langle \nu_e | \nu_\mu \rangle|^2$ и $|\langle \nu_e | \nu_\tau \rangle|^2$ — на уровне неск. процентов.

Соответствие между Н. и определ. заряд. лептонами, а также различия ν_e , ν_μ , ν_τ описываются набором трёх лептонных чисел: электронным, мюонным и τ -лептонным (L_e , L_μ , L_τ). Вводят след. значения лептонных чисел: у ν_e и e^- — (1, 0, 0), у ν_μ и μ^- — (0, 1, 0), у ν_τ и τ^- — (0, 0, 1). Лептонные числа античастиц имеют противоположные знаки. Числа L сохраняются в известных процессах. Нарушение L -числа может быть вызвано взаимодействиями с гипотетич. частицами — Хиггса бозонами (Н), т. е. юкавскими связями.

Взаимодействия Н. разных типов универсальны: нейтринные токи с ν_e , ν_μ , ν_τ имеют одинаковую $(V - A)$ -структуру и одинаковые константы связи. Наблюдаемые различия в характеристиках процессов с участием ν_e , ν_μ , ν_τ сводятся к разнице в массах частиц.

Кроме ν_e , ν_μ и ν_τ могут существовать т. н. стерильные Н., не обладающие обычным слабым взаимодействием, т. е. связями с промежуточными бозонами. Примером таких Н. могли бы быть правые компоненты ν_R в теории ВГС. Взаимодействия стерильных Н. с веществом сильно подавлены. Обычные состояния могут переходить в стерильные (и наоборот) в результате осцилляций $\nu_L \leftrightarrow (\nu_R)^c$ и/или испускания (поглощения) хиггсовых бозонов.

Число типов лёгких Н., имеющих обычные слабые взаимодействия, N_ν было определено в 1989—90 по измерениям параметров Z^0 -бозона на e^+e^- -коллайдерах (СЛАК) и гл. обр. LEP (ЦЕРН). Полная ширина Z^0 зависит от N_ν : $\Gamma_Z = \Gamma_3 + N_\nu \Gamma_{\nu\bar{\nu}}$, где Γ_3 — вклад заряд. частиц, а $\Gamma_{\nu\bar{\nu}} \equiv \Gamma(Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu})$ — вклад Н. одного типа. $\Gamma_\nu = N_\nu \Gamma_{\nu\bar{\nu}}$ составляет т. н. невидимую ширину, поскольку Н. не регистрируются. Γ_ν восстанавливают по измеренным Γ_Z , Γ_3 , а также по адронной ширине и сечению в максимуме пика. По данным детекторов LEP получено $N_\nu^{\text{эксп}} \equiv \Gamma_\nu / \Gamma_{\nu\bar{\nu}} = 2,95 \pm 0,10$ в согласии с $N_\nu = 3$. Т. о., новых типов Н. кроме ν_e , ν_μ , ν_τ не существует. N_ν определяется также по величине сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ в области Z^0 резонанса (детектирование изолированного γ = кванта): $\sigma_\gamma \sim N_\nu$.

Среди других ограничений на N_ν наиб. сильное даёт космология — анализ первичного нуклеосинтеза. Наблюдат. данные по распространённости ${}^4\text{He}$ позволяют поставить предел: $N_\nu < 4[8]$.

Взаимодействия Н.

Поскольку нейтрино электрически нейтральны и бесцветны, нейтринные процессы в низшем порядке теории возмущений обусловлены слабым взаимодействием.

Взаимодействия Н. и теория Вайнберга — Глашоу — Салама [9]. Согласно этой теории, Н. имеет калибровочные и, возможно, юкавские взаимодействия. Калибровочные взаимодействия — связи с W^+ - и Z^0 -бозонами — фиксируются тем, что левые компоненты Н. и соответствующие заряд. лептоны образуют дублеты SU_2 -группы $(\nu_L, l)_L$. При этом для ν_L проекция слабого изотопического спина $T_3 = 1/2$ и слабый гиперзаряд $Y = -1$. Правые компоненты Н. ν_R (если существуют) являются синглетами группы $SU_2 \times U_1$: $T_3(\nu_R) = Y(\nu_R) = 0$. Нейтрино ν_R стерильны, взаимодействий с W и Z^0 у них нет, поэтому у заряженные, и нейтральные (см. Нейтральный ток) нейтринные токи имеют $(V - A)$ -структуру. Константы связи Н. с W - и Z^0 -бозонами равны $g/2\sqrt{2}$ и $g/4\cos\theta_w$, где g — константа связи, соответствующая подгруппе SU_2 , а θ_w — Вайнберга угол.

Юкавские взаимодействия — связи с гипотетич. хиггсовым бозоном (возможно несколькими) предполагают существование правых компонент Н. и/или дополнение мультиплетов скалярных бозонов. Эти взаимодействия при спонтанном нарушении симметрии дают массы Н., и,