

## 4. ЛЕПТОННЫЕ ЧИСЛА НЕЙТРИНО

### Лептонные числа

	$L_e$	$L_\mu$	$L_\tau$
$e^-$	+1	0	0
$\nu_e$	+1	0	0
$e^+$	-1	0	0
$\bar{\nu}_e$	-1	0	0
$\mu^-$	0	+1	0
$\nu_\mu$	0	+1	0
$\mu^+$	0	-1	0
$\bar{\nu}_\mu$	0	-1	0
$\tau^-$	0	0	+1
$\nu_\tau$	0	0	+1
$\tau^+$	0	0	-1
$\bar{\nu}_\tau$	0	0	-1

### 4.1 Три поколения нейтрино

После открытия тау-нейтрино стало ясно, что нейтрино и соответствующие им заряженные лептоны образуют (вместе с кварками) три поколения фундаментальных фермионов.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \quad (27)$$

Каждому поколению лептонов соответствует свое ненулевое лептонное квантовое число - заряд: электронный, мюонный и таонный. Лептонный заряд частицы принят за (+1), соответствующей ей античастицы – (-1).

Табл.4. Лептонные числа



Рис. 9. Общая схема детектора DONUT

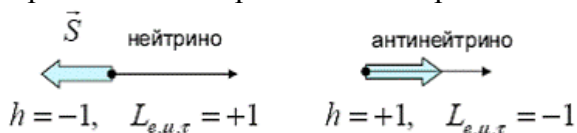
### 4.2 Спиральность и четность нейтрино

Поляризация - состояние частицы с преимущественной ориентацией ее спина вдоль выбранного направления. При поперечной поляризации спин частицы перпендикулярен ее импульсу. При продольной (круговой) поляризации спин направлен вдоль импульса частицы. В зависимости от того, как направлен спин частицы относительно её импульса при продольной поляризации, различают правую и левую поляризацию. Правополяризованной считается частица, спин

которой направлен по импульсу, левополяризованной – спин которой направлен против импульса. Для характеристики взаимного направления спина и импульса частицы используют понятие спиральности. Спиральность:

$$h = \frac{\vec{S} \cdot \vec{p}}{|\vec{S}| \cdot |\vec{p}|}, \text{ где } S - \text{ спин частицы, } p - \text{ ее импульс.}$$

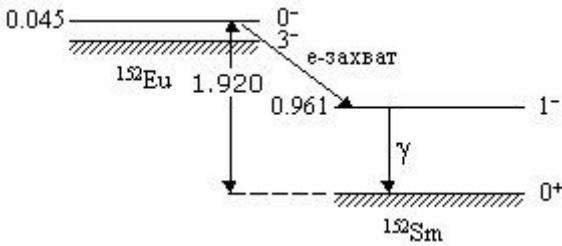
Принято называть правополяризованной частицу, имеющую положительную спиральность ( $h=+1$ ), а левополяризованной – имеющую отрицательную ( $h=-1$ ) спиральность. Еще говорят о правовинтовой и левовинтовой спиральности частицы соответственно. Как следовало из закона, который до 1957 считался неоспоримым для нейтрино, - закона сохранения четности, в составе любого пучка нейтрино половина частиц имеет правое вращение по отношению к направлению движения, а другая половина - левое. В соответствии с этим законом во всех физических явлениях должна иметь место строгая «зеркальная» симметрия, так что в природе не должны происходить явления, в которых правое преобладает над левым и наоборот. Закон сохранения четности запрещает испускание продольно поляризованных нейтрино, т.е. нейтрино, имеющих, скажем, преимущественно левое вращение по отношению к направлению движения. До открытия несохранения четности в бета-распаде считалось, что нейтрино описывается волновой функцией, являющейся решением уравнения Дирака, и имеет четыре состояния, соответствующие четырём линейно-независимым решениям: два с проекцией спина на импульс (спиральностью)  $J = -1/2$  - левое (левовинтовое) нейтрино и левое антинейтрино и два с  $J = +1/2$  - правое (правовинтовое) нейтрино и правое антинейтрино. Теория нейтрино, предполагающая существование четырёх состояний, называется четырёхкомпонентной, а двух состояний — двухкомпонентной. Примерами двухкомпонентного нейтрино является майорановское нейтрино (нейтрино тождественное антинейтрино) и спиральное нейтрино. В 1958 было доказано, что спиральность нейтрино всегда отрицательна, а спиральность антинейтрино – всегда положительна. В природе



не наблюдается правополяризованных нейтрино и левополяризованных антинейтрино.

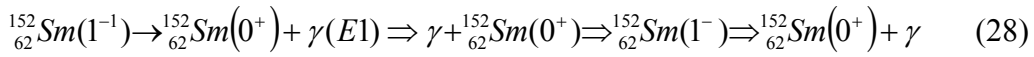
Рис. 10. Спиральность нейтрино и антинейтрино.

В эксперименте в Брукхейвене измерили спиральность электронного нейтрино, испускаемого в процессе  $^{152}\text{Eu} (e^-, \nu_e) ^{152}\text{Sm}^*$ , и нашли, что с вероятностью, близкой к 100%,  $\nu_e$  обладает левовинтовой спиральностью. В этом эксперименте, задача непосредственного определения спиральности нейтрино была сведена к определению спиральности фотона, участвовавшего наряду с нейтрино в процессе радиоактивного распада ядра.

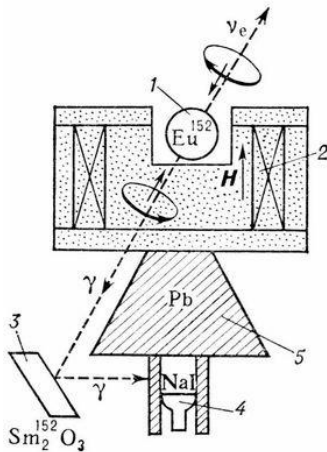


**Рис. 11.** Схема распада ядра  $^{152}\text{Eu}$  из изомерного состояния

Был использован e-захват возбужденного состояния изотопа  $^{152}\text{Eu}^*$  ( $T_{1/2} = 9.3$  часа) с энергией 45 кэВ и спином-четностью  $J_p = 0^-$ . Радиоактивный препарат  $^{152}\text{Eu}$  испускает в результате К-захвата нейтрино. Образующееся возбужденное ядро  $^{152}\text{Sm}^*(J_p = 1^-)$  с энергией 0,961 МэВ довольно быстро испускает гамма-квант с аналогичной энергией, превращаясь в стабильное ядро  $^{152}\text{Sm}(J_p = 0^+)$ . Т.к. в данном e-захвате орбитальные моменты частиц равны нулю, то спины возбужденного ядра самария и нейтрино антипараллельны. Поскольку продукты распада разлетаются в противоположные стороны по закону сохранения импульса, то нейтрино и получившее отдачу ядро самария будут иметь одинаковую спиральность (положительную или отрицательную). Возбужденное ядро  $^{152}\text{Sm}^*$  за время  $7 \cdot 10^{-14}$  сек распадается с образованием фотона. Требуется детектировать фотоны, испускаемые в направлении движения ядра отдачи, т.к. они имеют такую же спиральность, что и ядро, а, следовательно, такую же, как и нейтрино. Отбор «нужных» фотонов проводился с помощью их резонансной флуоресценции на мишени.



Процессы, отмеченные стрелками, относятся к стадии резонансной флуоресценции. Фотоны, испускаемые возбужденными ядрами  $^{152}\text{Sm}$  резонансно возбуждают ядра самария, испускающие фотоны, которые нужно регистрировать. Регистрируются только те события, для которых выполнено условие резонансной флуоресценции. Ядерная резонансная флуоресценция возможна, если скомпенсировать эффект отдачи ядер, снижающий энергию испускаемых фотонов до величины достаточной для их поглощения теми же ядрами, причем отдача ядра должна быть скомпенсирована дважды – при испускании ядром фотона и затем при его поглощении. Высокоэнергичный участок доплеровски уширенной линии 0.961 МэВ обеспечивает возможность резонансного поглощения ядрами мишени значительного числа фотонов, вылетающих из  $^{152}\text{Eu}$  в сторону противоположную вылету нейтрино и, следовательно, идентификацию этих фотонов. В этом процессе способны участвовать только нужные для идентификации спиральности нейтрино фотоны, испускаемые возбужденными ядрами самария, движущиеся в направлении противоположном испущенным нейтрино.



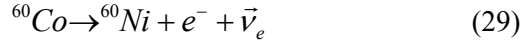
**Рис. 12.** Схема эксперимента М. Гольдхабера

В ходе регистрации, фотон, пройдя через магнитный анализатор (2), представляющий собой намагниченное железо, для определения круговой поляризации  $\gamma$ -квантов, испытывает резонансное рассеяние на ядрах  $^{152}\text{Sm}(J_p = 0^+)$  в кольцевом рассеивателе из  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  (3). Детектор фотонов - сцинтилляционный счетчик  $\text{NaI}(\text{Tl})$  (4) - могли достигать лишь те фотоны, которые проходили через магнит и испытали резонансное рассеяние в кольцевом рассеивателе, окружавшем детектор (Рис. 12). Прямое направление от источника  $^{152}\text{Eu}$  на детектор перекрывалось свинцовым фильтром (5), исключавшим попадание на детектор фотонов без предварительного их резонансного рассеяния мишенью. Часть фотонов, достигших детектора, испытывала комптоновское рассеяние в материале магнита (Fe). Два из 26 электронов атома железа, находящихся на внешней 4d-оболочке, поляризуются при намагничивании. Сечение комптоновского рассеяния больше, если электроны и фотоны имеют противоположную поляризацию. Таким образом, измеряя скорость счета детектора фотонов при разных ориентациях магнитного поля, можно определить знак круговой поляризации фотонов, а значит и спиральность нейтрино. Сцинтилляционный детектор в эксперименте считал число гамма-квантов, рассеянных при направлениях магнитного поля по и против движения нейтрино. Обнаружено, что нейтрино обладает 100%-ной левовинтовой спиральностью.

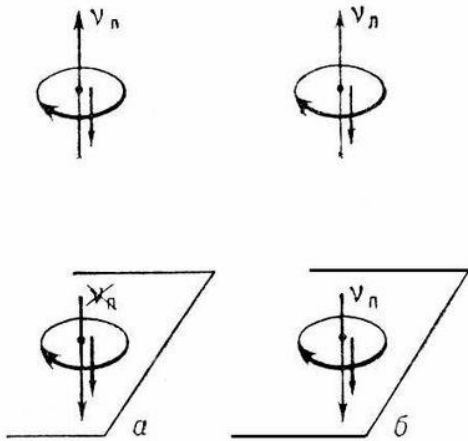
Отсутствие правополяризованных нейтрино показало, что нейтрино не инвариантно относительно пространственного отражения (операции перехода от правой системы координат к левой). Инвариантность относительно операции пространственного отражения - необходимое условие сохранения четности у нейтрино. Нейтрино, рождающиеся и участвующие только в слабых процессах, свидетельствует о

несохранении четности в слабых взаимодействиях, что не позволяет присвоить нейтрино внутреннюю четность. Левоспиральность нейтрино (и правоспиральность антинейтрино) можно объяснить только исходя из безмассовости нейтрино, поскольку массовость нейтрино ведет к нарушению закона сохранения лептонного заряда.

В 1956 Ли Дзундао и Янг Чженьнин выдвинули гипотезу, что при слабых взаимодействиях не только пространственная, но и зарядовая симметрия не имеют места. Экспериментально обнаружены явления, в которых эти законы явно нарушаются, но обязательно оба сразу, например, несохранение четности в слабых взаимодействиях. Кобальт-60 поместили внутрь электромагнита и охладили до температуры, близкой к абсолютному нулю, чтобы свести к минимуму влияние теплового движения частиц. В опыте изучался бета-распад строго поляризованных (с определенным направлением спина) атомов  $^{60}\text{Co}$ :



Электроны могли испускаться либо в направлении, совпадающем с направлением спина ядра кобальта - к северному полюсу магнита, либо в противоположном направлении - к южному полюсу магнита. Эти два состояния электрона переходят друг в друга при операции пространственного отражения: направление импульса меняется на противоположное при неизменном направлении спина. Если бы при бета-распаде, определяющемся слабым взаимодействием, четность сохранялась, то в направлении северного и южного полюсов магнита вылетало бы равное число испускаемых электронов. Однако было обнаружено, что больше электронов вылетает в направлении, в противоположном направлению спина ядра, и, следовательно, четность не сохранялась. Все вышеперечисленные факты легли в основу двухкомпонентной теории спирального нейтрино, которая была создана Л.Д. Ландау и А. Саламом. Согласно ей, что в природе существует более глубокая симметрия, которую Ландау назвал комбинированной инверсией. Для спирального двухкомпонентного нейтрино операция пространственной инверсии P и операция зарядового сопряжения C (переход от частицы к античастице) каждая в отдельности не имеет физического смысла, так как переводит реальное нейтрино (или антинейтрино) в несуществующее физически состояние с неправильной спиральностью. Физический смысл имеет только произведение этих операций - комбинированная инверсия (CP), превращающая реальное нейтрино в реальное антинейтрино с противоположной спиральностью. Согласно данной теории нейтрино безмассово и 100% поляризовано.



**Рис. 13.** Пространственное отражение нейтрино. При отражении в зеркале (пространственной инверсии) левое нейтрино переходит в несуществующее состояние правого нейтрино (а). Реальное состояние получается при одновременном (с отражением) переходе от частицы к античастице, при этом левое нейтрино переходит в правое антинейтрино (б).

Измерения спиральности мюонных нейтрино в распадах показали, что  $\nu_\mu$  тоже имеет левовинтовую спиральность.  $\bar{\nu}_e$  и  $\bar{\nu}_\mu$  также имеют правую спиральность. Окончательным доказательством двухкомпонентности нейтрино являются опыты Райнеса по измерению сечения захвата антинейтрино: сечение, в соответствии с двухкомпонентной теорией, оказалось в 2 раза выше, чем рассчитанное по четырёхкомпонентной

теории. Хотя все проведённые с нейтрино опыты не позволяют исключить майорановский вариант двухкомпонентного нейтрино, теория спирального двухкомпонентного нейтрино более предпочтительна, так как допускает введение лептонных чисел  $L_e$  и  $L_\mu$ , посредством которых удаётся получить все необходимые запреты в процессах с участием лептонов. Спиральная двухкомпонентная теория является логически более стройной и «экономной», так как из неё естественно вытекает равенство нулю массы и магнитного момента нейтрино. Спиральность позволяет объяснить такое наблюдаемое явление, как преобладание мюонного канала распада (30а) перед электронным (30б) в реакции распада пиона:



Этот факт на первый взгляд является удивительным, поскольку не запрещенный законами сохранения распад с образованием позитрона идет со значительно большим энерговыделением. Т.к. масса позитрона меньше массы мюона в 207 раз, то энергия распада Q в этом случае также существенно выше. А, как известно, при прочих равных условиях наиболее вероятна реакция с большей энергией распада, т.к. возможно большее число состояний образовавшихся частиц - большой объем фазового пространства. Однако по какой-то причине такой распад происходит в  $10^4$  раз реже.

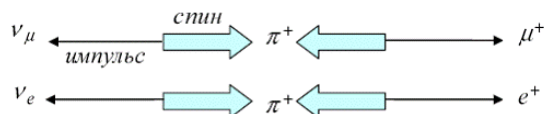
**Табл.5.** Каналы распада  $\pi^+$ -мезона ( $\tau=2.6\cdot 10^{-8}$  с).

Каналы распада  $\pi^+$ -мезона ( $\tau = 2.6\cdot 10^{-8}$  с)

Каналы распада	Относительная вероятность, %.
$\mu^+ \nu_\mu$	99.988
$\mu^+ \nu_\mu \gamma$	$2.0\cdot 10^{-4}$
$e^+ \nu_e$	$1.2\cdot 10^{-4}$
$e^+ \nu_e \gamma$	$1.6\cdot 10^{-7}$
$e^+ \nu_e \pi^0$	$1.0\cdot 10^{-8}$
$e^+ \nu_e e^+ e^-$	$3.2\cdot 10^{-9}$
$e^+ \nu_e \nu \bar{\nu}$	$< 5\cdot 10^{-6}$

Для качественного объяснения подавления электронного канала распада следует учесть, что  $e^+$  и  $\mu^+$  рождаются в слабых процессах со спиральностью  $h = v/c$ , т.е. все рождающиеся  $e^+$  и  $\mu^+$  должны быть правополяризованными. Эту поляризацию можно условно назвать «правильной».  $1-v/c$  положительно заряженных лептонов будут левополяризованными, т.е. поляризованными «неправильно». Однако нейтрино может иметь только левую поляризацию. Спин пиона равен нулю, поэтому распад с образованием «правильно» поляризованных  $e^+$  и  $\mu^+$ , имеющих спин, направленный туда же, куда и спин нейтрино, запрещен

законом сохранения углового момента. Возможность вылета лептонов с ненулевым относительным орбитальным моментом запрещена, из-за малости радиуса действия слабых сил, ответственных за данный распад. Поэтому распад пиона идёт с «неправильно» поляризованными  $e^+$  и  $\mu^+$ , а доля таких распадов равна  $1-v/c$ . Можно сказать, что «неправильная» поляризация навязана мюону и позитрону нейтрино.



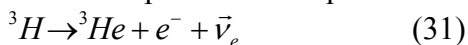
**Рис. 14.** Распад  $\pi^+$ - мезона: спины и импульсы частиц.

Так как в распаде, идущем по электронному каналу, позитроны ультрарелятивистские (из-за их малой массы), то для них  $v/c \sim 1$ , и  $1-v/c \sim 0$ . В распаде по мюонному каналу мюоны нерелятивистские, следовательно, для них  $v/c$  относительно мало, а  $1-v/c$  соответственно довольно велико - вероятность рождения «неправильно» поляризованных мюонов значительна. Поэтому вероятность распада с образованием мюона во много раз превосходит вероятность распада с образованием электрона (позитрона).

### 4.3 Определение массы и магнитного момента нейтрино

Согласно стандартной теории электрослабых взаимодействий нейтрино считается дираковским, т.е. безмассовым. Об этом же говорит и двухкомпонентная теория спирального нейтрино. Для доказательства этого утверждения был проведен ряд экспериментов по определению верхнего предела массы нейтрино. Пока ни один проведенный эксперимент не дал возможность исключить наличие у нейтрино очень малой массы – намного меньшей массы соответствующего нейтрино лептона.

Большинство таких экспериментов по прямому измерению массы производились исходя из кинематики распадов с участием нейтрино. Первая оценка массы была сделана еще в 30-х годах, когда обнаружили тяжелый изотоп водорода - тритий. Существование этого хорошо разрешенного перехода указывало на то, что масса нейтрино меньше 10 кэВ, т. е. на два порядка меньше массы электрона. Измерение энергетического спектра электронов вблизи верхней границы при бета-распаде трития - наиболее чувствительный метод определения массы электронного нейтрино:



Выбор трития для подобных экспериментов обусловлен тем, что он обладает рядом уникальных свойств: наименьшей возможной энергией бета-распада, простотой получения тритированных соединений; большой надежностью при вычислении атомарных и даже молекулярных эффектов.

Один из первых экспериментов с тритием выполнили в 1949 Б.М. Понтекорво и Г. Ханна с помощью пропорционального счетчика, наполненного метаном с добавлением трития. Они получили верхнюю границу для массы нейтрино в 1 кэВ, что в 500 раз меньше массы электрона. Эта оценка послужила неким указанием на то, что масса нейтрино вообще равна нулю. Отсутствие теоретической мотивации – согласно общепринятым в то время теоретическим моделям нейтрино являлось безмассовым - не являлось хорошим стимулом для дальнейших поисков массы нейтрино. В 1952 Лэнжер и Моффат исследовали бета-спектр трития с помощью магнитного спектрометра и получили для верхнего предела массы нейтрино 250 эВ. На данный момент наименьшее значение экспериментального ограничения на массу электронного нейтрино  $m(\nu_e) < 2,5$  эВ. Таким образом, эксперименты по прямому измерению массы нейтрино на настоящий момент не дали точного значения массы нейтрино, а лишь установили для нее верхний предел. Полученное ограничение на массы мюонного нейтрино равняется:  $m(\nu_\mu) < 170$  кэВ. Для тау-нейтрино:  $m(\nu_\tau) < 170$  кэВ.

Если масса нейтрино не строго равна 0, дираковское нейтрино может иметь магнитный момент. На данный момент существует ряд весоных предпосылок для положительного ответа на вопрос о существовании массы у нейтрино. Данные о массе нейтрино могут быть получены в случае успеха эксперимента по двойному безнейтринному бета-распаду. Кроме того, имеющиеся данные о реликтовом

излучении и разбегании галактик указывают на более строгий предел массы электронного нейтрино: 0,5 - 1,5 эВ. Эти цифры получены на основании предположения, что нейтрино составляют «горячую» небарионную темную материю.