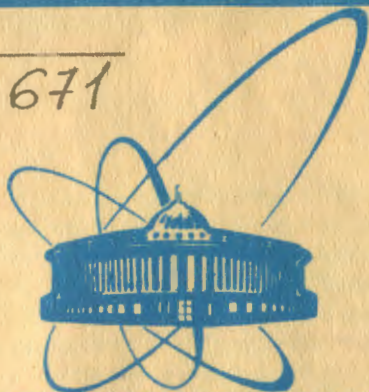


3-671



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

+

3584 / 2-81

20/VII-81
Д2-81-287

И.С.Златев, П.С.Исаев

О МАССЕ, ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ЗАРЯДЕ
И ОСЦИЛЛЯЦИЯХ НЕЙТРИНО

1981

Несмотря на то, что с момента открытия нейтрино прошло полвека, до сих пор нет ясных ответов на вопросы:

- есть ли у нейтрино масса?
- сколько существует типов нейтрино?
- стабильна или нестабильна эта элементарная частица?

Мы предлагаем к перечисленным выше добавить еще один вопрос:

- есть ли заряд у нейтрино?

Наиболее старый вопрос - это вопрос о массе нейтрино.

Известны экспериментальные ограничения на максимальное значение массы нейтрино:

$$m_{\nu_e} \leq 35 \text{ эВ}^{1/1} \quad /1/$$
$$m_{\nu_\mu} \leq 0,57 \text{ МэВ}^{2/2}.$$

Из космологических данных получают верхнюю границу на сумму масс легких нейтральных лептонов

$$\sum m_i < 40 \text{ эВ}^{3/3}.$$

В данной статье вопросы "Есть ли у нейтрино масса и электрический заряд?", "Стабильно ли нейтрино?" рассматриваются не с теоретических позиций, а с точки зрения современного экспериментального статуса физики элементарных частиц. Основное содержание заметки состоит в формулировании следующих закономерностей, которые подтверждаются имеющимися данными по элементарным частицам:

I. В свободном состоянии все нейтральные частицы с массой покоя, отличной от нуля, нестабильны.

II. В свободном состоянии стабильные частицы с массой покоя, не равной нулю /протоны, электроны и их античастицы/, имеют электрический заряд / γ -кванты, которые современная физика относит к стабильным частицам, имеют массу покоя, равную нулю/. Обсуждаемая в настоящее время в рамках SU(5) симметрии гипотеза о нестабильности протона не противоречит закономерности II.

Из закономерностей I, II следуют выводы:

A/ если мы предполагаем, что заряд нейтрино равен нулю, а масса покоя нейтрино отлична от нуля, то нейтрино - нестабильная частица;

Б/ если нейтрино имеет массу покоя, отличную от нуля и нейтрино - стабильная частица, то у нейтрино должен быть отличный от нуля электрический заряд. Заряженные нейтрино так же

могут распадаться. Однако современная физика в качестве единственного носителя заряда знает только массу. Таким образом, после цепочки возможных распадов должны оставаться стабильные заряженные нейтрино.

В физике элементарных частиц с теоретической и экспериментальной точек зрения наименее противоречивой следует считать гипотезу о том, что и заряд и масса нейтрино равны нулю. В космологии в последнее время появились теоретические исследования, отдающие предпочтение гипотезе о существовании небольшой $\lesssim 30$ эВ/ массы у нейтрино. В этом случае удастся лучше описать структуру Вселенной.

Допущения о том, что масса нейтрино не равна нулю /возможность А// или масса и заряд нейтрино не равны нулю /возможность Б// ведут к весьма серьезным и необычным следствиям.

Рассмотрим эти возможности более подробно.

А/ Нейтрино имеет массу m_{ν} , но не имеет электрического заряда. В этом случае нейтрино, в соответствии с закономерностью I, должно распадаться на другие частицы. Распад будет происходить до тех пор, пока не останутся только безмассовые нейтрино. Если в процессе распада образуются заряженные частицы, то они после возможной цепочки распадов должны в конечном итоге прекратить распадаться и остаться стабильными /см. закономерность II /. Известно, что законы сохранения странности или изотопического спина нарушаются путем включения взаимодействий распадного типа. Можно предположить, что закон сохранения лептонного числа тоже нарушается за счет взаимодействий распадного типа. Исходя из этой гипотезы, можно записать следующие реакции^{4/}:

$$\nu_1 \rightarrow \nu_2 + \nu_3 + \nu_4, \quad /2a/$$

$$\nu_1 \rightarrow \gamma + \nu_i, \quad /2б/$$

где $\nu_{1,2,3,4}$ - нейтрино с различными массами. Может оказаться, что ν_2, ν_3, ν_4 имеют нулевые массы; тогда распад нейтрино ν_1 обрывается сразу.

Взаимодействия, ответственные за распады /2а, 2б/, могут быть выбраны в обычной форме, и матричные элементы могут быть записаны, соответственно, в виде:

$$M = \frac{g_1}{\sqrt{2}} [\bar{\nu}_1 \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_2] [\bar{\nu}_3 \gamma_\beta (1 + \gamma_5) \nu_4], \quad /3a/$$

$$M = \frac{g_2}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_2 \sigma_{\alpha\beta} \nu_1 F_{\alpha\beta}, \quad /3б/$$

где g_1 и g_2 - константы взаимодействий, ответственные за распады /2а, 2б/. Если такие распады существуют, то константы g_1 и g_2 могут быть определены из экспериментальных данных*.

Действительно, измеряя отношение

$$\frac{\nu_\mu + n \rightarrow e^- + p}{\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p}, \quad /4/$$

можно сделать некоторые выводы относительно константы связи g_1 , если, например, предположить, что масса ν_μ больше массы ν_e . Если отношение /4/ будет отлично от нуля, то появление электронов можно объяснить либо полностью, либо частично появлением ν_e в пучке ν_μ , например, вследствие распада ν_μ .

Поскольку ныне известный спектр элементарных частиц дискретен, то естественно предположить, что спектр масс нейтральных нейтрино также должен быть дискретным.

В рамках рассматриваемых положений 1/ и 2/ и гипотезы о существовании нейтринных распадов по-новому следует рассматривать процесс осцилляций нейтринных пучков^{1/}. Осцилляции возможны при условии, что нейтрино имеют разные массы. Ограничимся случаем существования двух нейтрино ν_μ и ν_e и предположим для определенности, что $m_{\nu_\mu} > m_{\nu_e}$ ($m_{\nu_\mu} \neq 0, m_{\nu_e} = 0$).

В этом случае возможны распады:

$$\nu_\mu \rightarrow \nu_e + \nu_e + \nu_e \quad /5a/$$

или

$$\nu_\mu \rightarrow \nu_e + \gamma. \quad /5б/$$

Интенсивность мюонных нейтрино I_{ν_μ} без учета осцилляций за время $t = \frac{R}{v_\nu}$, где R - расстояние от источника ν_μ до места наблюдения, а v_ν - скорость пучка ν_μ , уменьшится до величины

$$I_{\nu_\mu}(R) = I_{\nu_\mu}(0) \cdot e^{-\Gamma_{\nu_\mu} \frac{R}{v_\nu}}, \quad /6/$$

где Γ_{ν_μ} - полная ширина распада ν_μ . Допустим, что изменение интенсивности пучка стабильных нейтрино ν_μ из-за осцилляций следует закону^{5/}:

$$I_{\nu_\mu}(R) = \frac{1}{2} I_{\nu_\mu}(0) \cdot [1 + \cos 2\pi \cdot \frac{R}{L}], \quad /7/$$

где L - осцилляционная длина.

С учетом распада /б/ получим /при $(R \ll L)$:

* В работе С.Петкова /ЯФ, т. 25, 641, 1977/ рассчитывается время жизни нейтрального нестабильного нейтрино в рамках предположений современной теории.

$$I_{\nu\mu}(R) = \frac{1}{2} I_{\nu\mu}(0) \cdot e^{-\Gamma_{\nu\mu} \frac{R}{v_{\nu}}} [1 + \cos 2\pi \frac{R}{L}]. \quad /8/$$

Если область, в которой рождаются нейтрино, велика /или сравнима/ с величиной L , то после усреднения по этой области и при максимальном угле смешивания будем иметь:

$$I_{\nu\mu}(R) = \frac{1}{2} I_{\nu\mu}(0) e^{-\Gamma_{\nu\mu} \cdot \frac{R}{v_{\nu}}}. \quad /8/$$

При $L \ll R$ закон изменения интенсивности пучка мюонных нейтрино будет более сложным, так как экспоненциальный распад этого пучка должен включаться заново каждый раз, как только вследствие осцилляций его интенсивность будет падать до нуля, а затем начнет постепенно увеличиваться.

Итак, в рамках рассматриваемых закономерностей 1/ и 2/ и гипотезы о распадах нейтрино интерпретация экспериментов по поиску осцилляций оказывается весьма неоднозначной, поскольку между $I_{\nu\mu}(0)$ и $I_{\nu\mu}(R)$ возможны различные соотношения.

Из рассмотрения следует, что вопрос о массе нейтрино, возможных его распадах и осцилляциях должен решаться с помощью такой расстановки детекторов в пространстве, которая могла бы отличить осцилляторное поведение нейтринного пучка от экспоненциального распада /например, с помощью трех детекторов: начального /неподвижного/, расположенного у источника мюонных нейтрино, конечного /подвижного или неподвижного/, расположенного на значительном расстоянии от начального, и третьего, передвижного, расположенного между первым и конечным детектором/.

Рассмотрим возможность Б/:

нейтрино - стабильная частица и имеет электрический заряд. Эта возможность весьма необычна. Можно рассматривать различные варианты:

1/ Закон сохранения электрического заряда нарушается в процессе распада.

2/ Электрический заряд нейтрона в связанном состоянии в ядре не равен электрическому заряду нейтрона в свободном состоянии.

3/ Закон сохранения электрического заряда выполняется строго во всех явлениях и в этом случае либо а/ в распаде $p \rightarrow p + e + \bar{\nu}$ заряд протона точно равен по абсолютной величине заряду электрона и $\bar{\nu}$ уносит точный заряд нейтрона, либо б/ в распаде $p \rightarrow p + e + \bar{\nu}$ заряд нейтрона равен нулю и заряд $\bar{\nu}$ равен разности зарядов протона и электрона, либо в/ в распаде $p \rightarrow p + e + \bar{\nu}$ заряд нейтрона не равен нулю и заряд протона не равен по абсолютной величине заряду электрона, а $\bar{\nu}$ уносит заряд, равный разности зарядов нейтрона, протона и электрона.

Любой из вариантов а/-в/ может реализоваться в природе, ибо "...законы сохранения электрического, электронного, мюон-

ного и барионного зарядов не позволяют заключить, что заряды электрона и протона одинаковы по абсолютной величине, но противоположны по знаку, электрические заряды электрона и мюона одинаковы, а заряд нейтрона в точности равен нулю^{11/6/}.

Ниже будем рассматривать только один вариант: закон сохранения электрического заряда выполняется строго и заряд нейтрона в точности равен нулю. В этом случае приходим к вполне определенным заключениям.

Опытные данные /см., например^{16,7/} / указывают на то, что разность электрических зарядов протона и электрона по их абсолютной величине $\leq 10^{-19}$ величины электрического заряда электрона. Тогда из схемы распада нейтрона $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$ следует, что заряд нейтрино мал и имеет величину $\sim 10^{-19} e$ /в предположении, что заряд нейтрона равен нулю/.

Другие методы измерения заряда нейтрино $q(\nu)$ дают следующие оценки^{16/}:

а/ из данных по рассеянию реакторных нейтрино на электронах /в предположении отсутствия нейтральных токов/

$$q(\nu_e) \leq 3 \cdot 10^{-10} e,$$

б/ из астрофизических данных

$$q(\nu_e) < 2 \cdot 10^{-14} e \quad \text{/для } m_{\nu} = 0/,$$

$$q(\nu_e) < 7 \cdot 10^{-12} e \quad \text{/для } m_{\nu} = 1 \text{ МэВ/}.$$

Для мюонного нейтрино^{16/} из данных по рождению π -мезонов: $q(\nu_{\mu}) < 3 \cdot 10^{-5} e$ /в предположении отсутствия нейтральных токов/.

Отметим здесь же, что абсолютное значение заряда e измерено с точностью $\sim 10^{-7} e$.

При значении заряда нейтрино $\sim 10^{-10} e$ и приведенных оценках масс электронного нейтрино /см. формулу 11// отношение $\frac{e}{m}$

/в единицах $\frac{e}{m}$ для электронов/ равно

$$\frac{10^{-10} e}{35 \text{ eV}} \approx \frac{e}{m} 10^{-6}. \quad /9/$$

Исходя из этой оценки, можно определить величину потерь энергии пучка нейтрино, например, на тормозное излучение в различных веществах. Если для средних потерь на радиационное излучение электронов использовать формулы /14.9/, /14.10/ и /17.2/^{18/}, то отношение R радиационных потерь электронного нейтрино к потерям электрона, движущимися с одинаковыми скоростями, будет равно:

$$R = \left(\frac{m_e}{m_{\nu}} \right)^2 \left(\frac{q(\nu)}{e} \right)^4. \quad /10/$$

Подставляя в /10/ значения /1/ и /9/, находим

$$R \sim 10^{-30}. \quad /11/$$

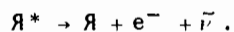
Отношение $/11/$ сильно меняется в зависимости от принятого значения электрического заряда нейтрино. Так, если вместо величины $10^{-10}e$ принять значение $10^{-7}e$, то отношение R возрастает до 10^{-18} . Если вместо величины 10^{-10} принять величину $10^{-19}e$, то отношение R уменьшится до 10^{-66} .

Если вместо отдельного нейтрино использовать пучок нейтрино с плотностью 10^{10} нейтрино, то такой пучок для $q(\nu) = 10^{-10}e$ будет иметь потери $\sim 10^{-20}$ от потерь одного электрона.

Таким образом, если отдельный электрон с энергией 5 ГэВ теряет в веществе на излучение энергию в 1 ГэВ, то пучок нейтрино с энергией 5 ГэВ плотностью 10^{10} нейтрино потеряет в том же веществе энергию $\sim 10^{-11}$ эВ /для $R \sim 10^{-30}$ /. Однако, если отдельный электрон вероятнее всего испустит один-два жестких γ -кванта, то пучок нейтрино испустит много очень мягких γ -квантов.

Во всех случаях электромагнитное излучение нейтрино оказывается ничтожно малым по сравнению с излучением электронов и других известных элементарных частиц. Длины волн такого излучения очень велики, и само излучение носит характер квазистабильного электромагнитного поля, заполняющего космическое пространство. Таким образом, если в нашей Галактике существует такое почти постоянное поле, то по полному потоку нейтрино, прошедших через Галактику за все время ее существования, можно попытаться оценить среднее значение заряда нейтрино.

Имеется другая интересная возможность наблюдать заряд нейтрино в эксперименте следующего типа. В оболочку помещается радиоактивное вещество, ядра которого испытывают β распад:



Оболочка поглощает все излучение, кроме заряженных $\bar{\nu}$, которые уносят через эту оболочку электрический заряд. Таким образом, внутри оболочки должен накапливаться электрический заряд, противоположный по знаку заряду $\bar{\nu}$. Заряд, накопленный внутри оболочки, может быть измерен разными методами.

Важность постановки экспериментов по поиску заряда нейтрино очевидна - установление факта существования заряда приведет к коренной ломке наших мировоззрений на природу микромира, на природу многих явлений, протекающих на земле и в космосе, на сущность электричества.

В заключение мы приносим благодарность С.М.Биленькому и А.Ф.Писареву за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tretyakov E.F. et al. Proceedings of the International Conference, Aachen, 1976, (Vieweg, Braunschweig, 1977).
2. Daum M. et al. Phys.Lett., 1978, 74B, p. 126.
3. Steingman G. Cosmology Confronts Particle Physics (to be published in Volume 29) of Annual Review of Nuclear and Particle Science, 1979). Dolgov A.D., Zeldovich U.B. Cosmology and Elementary Particles, preprint (1979).
4. Обе возможности распадов массивных нейтрино уже обсуждались в ряде работ. Так, например, A. de Rujula and S.L.Glashow (Preprint CTP-852, May 1980) рассматривали возможность детектирования фотонов от распада массивных нейтрино, заполняющих Вселенную.
5. Понтекорво Б.М. ЖЭТФ, 1967, 53, с. 1717; см. также ЖЭТФ, 1957, 33, с.549; ЖЭТФ, 1958, 34, с.247; Bilenky S.M., Pontekorvo B. Phys.Lett., 1976, 61B, p. 248. Биленький С.М., Понтекорво Б.М. УФН, 1977, т. 123, с. 181. Elizer S., Ross D.A. Phys.Rev., 1979, D10, p.3088.
6. Ахиезер А.И., Рекало М.П. "Электродинамика адронов", гл. 1, §4, Изд-во "Наукова Думка", Киев, 1977.
7. Shull C.G. et al. Phys.Rev., 1967, 153, p. 1415.
8. Росси Б. "Частицы больших энергий", Гос. издат. технико-теоретич. литературы. М., 1955.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 апреля 1981 года.