

Из сказанного ясно, что в [1] и затем в [4] фактически рассмотрена лишь часть рассеяния. Это обстоятельство еще больше ограничивает возможности реального использования полученных в [1,4] формул. Дело в том, что на опыте, при фиксированной частоте падающего света ω_0 и угле рассеяния φ , определяются две функции частоты $j_x(\Omega)$ и $j_z(\Omega)$, или их комбинации: суммарная интенсивность $j(\Omega) = j_x + j_z$ и степень деполяризации $\Delta(\Omega) = j_x/j_z$. В то же время в [1,4] фигурирует 16 функций Ω , а именно, комплексные функции \bar{K} , $\bar{\mu}$, κ , C , D , X , Y и Z . Несомненно, что некоторые из этих функций можно практически считать постоянными, а другие разумным образом аппроксимировать. Однако в условиях, когда все эти коэффициенты \bar{K} , $\bar{\mu}$ и т. д. определяют лишь заранее неизвестную часть рассеяния, не видно пути для надежного выделения этой части и сравнения теории [1,4] с опытом во всей области рэлеевской линии. Если же иметь в виду наиболее интересный случай дублета Мандельштама-Бриллюэна в маловязких жидкостях, то здесь, по всей вероятности, трудно пойти дальше учета дисперсии скорости звука, как это было с успехом сделано Фабелинским [5] (см. также [2]).

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
19 октября 1957 г.

Литература

- [1] С. М. Рытов, ЖЭТФ, 33, 514, 1957.
 [2] В. Л. Гинзбург. Изв. АН СССР, серия физич., 9, 174, 1945.
 [3] Г. Плачек. Рэлеевское рассеяние и раман-эффект, Харьков, 1935.
 [4] С. М. Рытов. ЖЭТФ, 33, 669, 1957.
 [5] И. Л. Фабелинский. УФН, 63, 355, 1957.

ОБРАТНЫЕ β -ПРОЦЕССЫ И НЕСОХРАНЕНИЕ ЛЕПТОННОГО ЗАРЯДА

Б. Понтекорво

Недавно обсуждался вопрос [1] о том, существуют ли другие «смешанные» нейтральные частицы, помимо K^0 -мезонов [2], т. е. частицы, которые отличаются от соответствующих античастиц, причем переходы частица — античастица не являются строго запрещенными. Отмечалось, что нейтрино может являться такой смешанной частицей и, следовательно, имеется возможность реальных переходов нейтрино \rightleftharpoons антинейтрино в вакууме при условии, что закон сохранения лептонного (нейтринного) заряда [3] не имеет места. В настоящей заметке мы рассмотрим более подробно эту возможность, которая приобрела интерес в связи с новыми результатами опытов по исследованию обратных β -процессов.

В последнее время появилась работа Девиса [4], который при помощи мощного реактора исследовал процессы образования A^{37} из Cl^{37} под действием нейтральных лептонов. Результат опыта Девиса — отличная от нуля вероятность исследуемого процесса, — если он подтвердится, определенно показывает, что (строгий) закон сохранения нейтринного заряда не имеет места. Ниже предполагается, что:

а) нейтрино (ν) и антинейтрино ($\bar{\nu}$), испускаемые в процессах

$$p \rightarrow n + \beta^+ + \nu, \quad n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}, \quad (1)$$

не являются тождественными частицами:

б) строгий закон сохранения нейтринного заряда не имеет места, откуда следует, что процессы типа

$$p \rightarrow n + \beta^+ + \tilde{\nu}, \quad n \rightarrow p + \beta^- + \nu. \quad (2)$$

являются возможными, хотя по определению они менее вероятны, чем процессы (1).

Физическая причина различимости нейтрино и антинейтрино здесь не обсуждается; она может быть связана с нестрогим законом сохранения некоторого квантового числа вроде нейтринного заряда (аналогично случаю K^0 и \bar{K}^0 -мезонов, разница между которыми связана с нестрогим законом сохранения странности).

Из сделанных предположений следует, что нейтрино в вакууме может переходить в антинейтрино, и наоборот. Это означает, что нейтрино и антинейтрино являются «смешанными» частицами, т. е. симметричной и антисимметричной комбинацией двух истинно нейтральных частиц Майорана ν_1 и ν_2 , имеющих разную комбинированную четность [5].

Изложенная выше возможность не упрощает теории β -распада и, кроме того, она, вероятно, не соответствует действительности. Тем не менее, мы излагаем ее потому, что из нее вытекают следствия, которые можно в принципе проверить на опытах. Так, например, испускаемый из ядерного реактора поток нейтральных лептонов, который по существу состоит из антинейтрино, уже на некотором расстоянии R от реактора будет состоять наполовину из нейтрино и наполовину из антинейтрино. При условии $R \ll 1$ м (правдоподобие этого обсуждается ниже) становятся возможными опыты с нейтрино, напоминающие постановку опытов Пайса — Пиччони с K^0 -мезонами. Таким образом, если $R \ll 1$ м, в опыте Коуана и Рейнеса [6] сечение для образования нейтронов и позитронов при поглощении водородом нейтральных частиц от реактора должно быть меньше сечения, ожидаемого на основании простых термодинамических соображений. Это связано с тем, что поток нейтральных лептонов, который при рождении способен с известной вероятностью вызвать реакцию, изменяет свой состав по пути от реактора до детектора. Крайне интересно было бы поставить опыт [6] на разных расстояниях от реактора. С другой стороны, трудно предсказать влияние реальных переходов антинейтрино \rightarrow нейтрино на опыт Девиса [4], так как здесь речь не идет о строго обратном β -процессе и существенными могут оказаться такие неизвестные факторы, как поляризация и энергетическая зависимость поляризации нейтральных лептонов от реактора и от перехода $A^{37} \rightarrow C^{37}$. Поэтому нельзя утверждать а priori, как это было бы возможно в случае сохранения четности, что поток антинейтрино, который при рождении по существу не способен вызвать рассматриваемую реакцию, переходит в поток, определенная доля частиц которого уже способна вызвать эту реакцию. Однако не исключено, что кажущееся противоречие — малая вероятность процесса двойного β -распада [7] и относительно большая вероятность наблюдения A^{37} в опыте [4] — частично связано с тем, что в опыте [4] поток нейтральных частиц имеет возможность изменить состав по пути от реактора к детектору.

Верхний предел величины R , который может дать указанный эффект в опыте Коуана и Рейнеса [6], порядка 1 м, что соответствует времени превращения $\nu \rightleftharpoons \tilde{\nu}$ $T \lesssim 10^{-8}$ сек. Если учесть, как на это обратил внимание И. Я. Померанчук, что энергия нейтрино всегда по крайней мере на несколько порядков превышает $m_\nu c^2$ (m_ν — масса покоя нейтрино) и что, следовательно, в лабораторной системе имеется значительное релятивистское удлинение времени превращения, то возникает вопрос, не является ли условие $T \lesssim 10^{-8}$ сек совершенно неправдоподобным даже при соблюдении исходных предположений а) и б). Время T связано с разницей масс Δm частиц ν_1 и ν_2 . Δm пропорционально первой степени матричного элемента H перехода $\nu \rightleftharpoons \tilde{\nu}$, о котором, к сожалению, ничего

определенного утверждать нельзя, если не делать более конкретного предположения о процессах β -распада, например, вроде схемы Престона [8], согласно которой скалярный член взаимодействия отвечает за испускание нейтрино, а тензорный член за испускание антинейтрино, причем соответствующие константы связи сравнимы, хотя и разные. В этом случае превращение $\nu \rightarrow \bar{\nu}$ обусловлено двумя последовательными виртуальными переходами, каждый из которых характеризуется константой связи, по порядку величины равной константе G слабых взаимодействий ($G \sim 10^{-7} - 10^{-6}$ в единицах $\hbar = c = \mu = 1$, где μ — масса π -мезона), и поэтому H будет пропорционально G^2 , а $\Delta t \sim 10^{-11} m_e$. Время T оказывается [9] $\sim 10^{-10} \cdot (\text{энергия нейтрино}) / m_e c^2 \text{ сек}$, что значительно превышает 10^{-8} сек .

Однако не исключено, что имеется прямое (первого порядка по G) взаимодействие, отвечающее за превращение нейтрино \rightarrow антинейтрино

$$\nu \rightarrow (\tilde{\nu} + N + \tilde{N}) \rightarrow \bar{\nu}.$$

В этом случае Δt пропорционально первой степени константы связи [9], а $T \sim 10^{-10} \cdot (\text{энергия нейтрино}) / m_e c^2 \text{ сек}$. Для нейтрино с энергией 1 MeV при $m_e c^2 = 100 \text{ eV}$ (опыты [10] показывают, что масса нейтрино $\leq 500 \text{ eV}$) это дает $T \sim 10^{-12} \text{ сек}$.

В заключение хочется подчеркнуть, что, независимо от правдоподобия конкретных эффектов, обсужденных выше, и от формы теории, несохранение нейтринного заряда при различимости нейтрино и антинейтрино (или, что тождественно, существование двух нейтрино Майорана с разной комбинированной четностью) неизбежно приводит к эффектам типа Гелл-Манна — Пайсса — Пиччони [2]. Эффекты превращений нейтрино в антинейтрино могут быть ненаблюдаемы в лаборатории из-за большой величины R , но будут иметь место в астрономических масштабах.

Автор благодарен И. Я. Померанчуку и Л. Б. Окуню за интересные обсуждения.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступило в редакцию
19 октября 1957 г.

Литература

- [1] Б. Понтекорво. ЖЭТФ, 33, 549, 1957.
- [2] M. Gell-Mann, A. Pais. Phys. Rev., 97, 1387, 1955. A. Pais, O. Piccioni. Phys. Rev., 100, 1487, 1955.
- [3] Я. Б. Зельдович. ДАН СССР, 86, 505, 1952.
- [4] R. Davis. An attempt to observe the capture of reactor neutrinos in Chlorine — 37 (в печати).
- [5] Л. Ландау. ЖЭТФ, 32, 405, 1957.
- [6] F. Reines, C. Cowan. Science, 124, 103, 1956.
- [7] M. Amschalom. Phys. Rev., 101, 1041, 1956. Е. Доброхотов, В. Лазаренко, С. Лукьянов. ДАН СССР, 110, 966, 1956.
- [8] M. Preston. Цитиров. в [4] (в печати).
- [9] Л. Окунь, Б. Понтекорво. ЖЭТФ, 32, 1587, 1957.
- [10] G. Hanna, B. Pontecorvo. Phys. Rev., 75, 983, 1949. S. Curran, J. Angus, A. Cockcroft. Phys. Rev., 76, 853, 1949. L. Langer, R. Moffat. Phys. Rev., 88, 689, 1952. D. Hamilton, W. Alford, L. Cross. Phys. Rev., 92, 1521, 1953.