

128  
П-56

P-95

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Б. ПОНТЕКОРВО

ОБРАТНЫЕ  $\beta$ -ПРОЦЕССЫ И НЕСОХРАНЕНИЕ

ЛЕПТОННОГО ЗАРЯДА

ЖЭТФ, 1958, т 34, в 1, с 247-249.

1957 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

12  
П-56

Б. ПОНТЕКОРВО

ОБРАТНЫЕ  $\beta$ -ПРОЦЕССЫ И НЕСОХРАНЕНИЕ  
ЛЕПТОННОГО ЗАРЯДА

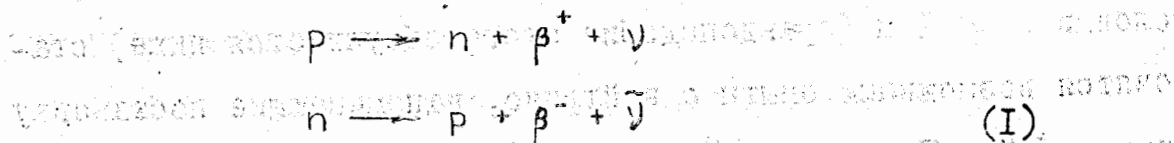
Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

1957 г.

Недавно обсуждался вопрос (1) о том, существуют ли другие "смешанные" нейтральные частицы, кроме  $K^0$ -мезонов (2), т.е. частицы, которые отличаются от соответствующих античастиц, причем переходы частица-античастица не являются строго запрещенными. Замечалось, что нейтрино может являться такой смешанной частицей и, следовательно, имеется возможность реальных переходов нейтрино  $\leftrightarrow$  антинейтрино в вакууме при условии, что закон сохранения (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  $\beta$ -процессов.

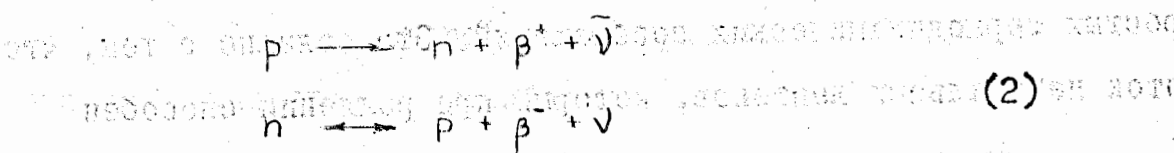
В последнее время появилась работа Девиса (4), который при помощи мощного реактора исследовал процессы образования  $A_{27}^{37}$  из  $Se^{37}$  под действием нейтральных лептонов. Результат опыта Девиса — отличная от нуля вероятность исследуемого процесса, — если он подтвердится, определенно показывает, что (строгий) закон сохранения нейтринного заряда не имеет места. Ниже предполагается, что:

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



не являются тождественными частицами;

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



является возможным, хотя по определению они не менее вероятны, чем процессы (I).

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  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , имеющих разную комбинированную четность (5).

Возможность, изложенная выше, не упрощает теории  $\beta$ -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, выпускаемый из ядерного реактора поток нейтральных лептонов, который по существу состоит из антинейтрино, уже на некотором расстоянии  $R$  от реактора будет состоять на половину из нейтрино и на половину из антинейтрино. При условии  $R \leq 1$  м (правдоподобие этого обсуждается ниже) станут возможными опыты с нейтрино, напоминающие постановку опытов Пайса-Пиччони с  $K^0$ -мезонами. Таким образом, если  $R \leq 1$  м, в опыте Коуна 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

вызвать реакцию с известной вероятностью, 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 анти-нейтрино-нейтрино на опыт Девича (4), так как здесь речь не идет о строго обратном  $\beta$ -процессе, и существенными могут оказаться такие неизвестные факторы как поляризация и энергетическая зависимость поляризации нейтральных лептонов от реактора и от перехода  $\Lambda^{37} \rightarrow \text{Ce}^{37}$ . 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  $\beta$ -распада (7) и относительно большая вероятность наблюдения  $\Lambda^{37}$  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 метра, что соответствует времени превращения  $\nu \rightarrow \bar{\nu}$   $T \leq 10^{-8}$  сек. Если учесть, как на это обратил внимание И.Я.Померанчук - что энергия нейтрино всегда по крайней мере на несколько порядков превышает  $m_\nu c^2$  ( $m_\nu$  - масса покоя нейтрино) и что, следовательно, в лаб.сист. имеется значительное релятивистское удлинение времени превращения, то возникает вопрос, не является ли условие  $T \leq 10^{-8}$  сек совершенно неправдоподобным даже при соблюдении исходных предположений а) и б). Время  $T$  связано с разницей массы  $\Delta m$  частиц  $\nu_1$  и  $\nu_2$ .  $\Delta m$  пропорционально

первой степени матричного элемента  $\Pi$  перехода  $\nu \rightleftharpoons \bar{\nu}$ , о котором, к сожалению, ничего определенного утверждать нельзя, если не делать более конкретное предположение о процессах  $\beta$ -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  $\mu$  - масса  $\Pi$ -мезона) и поэтому  $\Pi$  будет пропорционален  $G^2$ , а  $\Delta m \sim 10^{-11} m_e$ . Время  $T$  оказывается (9)  $\sim 10^{-10} \times \frac{\text{Энергия нейтрино}}{m_\nu c^2}$  сек, что значительно превышает  $10^{-8}$  сек.

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

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

В этом случае  $\Delta m$  пропорционально первой степени константы связи (9), а  $T \sim 10^{-16} \times \frac{\text{Энергия нейтрино}}{m_\nu c^2}$  сек. Для нейтрино с энергией 1 Мэв и при  $m_\nu = 100$  эв (опыты (10) показывают, что масса нейтрино  $\leq 500$  эв), это дает  $T \sim 10^{-12}$  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 Майорана нейтрино с разной комбинированной четностью) неизбежно приводит к эффектам типа Гелл-Манн-Пайсс-Пиччони (2). Эффекты

превращений нейтрино  $\bar{\nu}$  и антинейтрино могут быть <sup>на</sup> наблюдаемы 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.

### Л и т е р а т у р а

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