

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

P-378

Б.Понтекорво

ЭЛЕКТРОННЫЕ И МЮОННЫЕ НЕЙТРИНО

ж.этф, 1959, т 37, 66, с 1757-1757,

Дубна 1959 год

Б. Понтекорво

ЭЛЕКТРОННЫЕ И МЮОННЫЕ НЕЙТРИНО

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

5/844

В в е д е н и е

Бете и Пайерлс^{/1/} в 1934 году впервые дали оценку сечения образования β - частиц при столкновении свободных нейтрино с ядрами в области энергий около 1 Мэв. Как известно, сечение оказалось равным по порядку величины 10^{-44} см², на основании чего в течение долгого времени эффекты, вызванные свободными нейтрино, считались ненаблюдаемыми. Впоследствии было показано^{/2,3/}, что постановка таких опытов является вполне реальной, и только недавно Райнсом и Коуэном, а также Девисом успешно были выполнены опыты, в которых использовались свободные антинейтрино от реакторов. Эти опыты показали наблюдаемость и, тем самым, "реальность" нейтрино^{/4/}, их двухкомпонентную природу^{/4/}, а также показали, что нейтрино и антинейтрино - разные частицы^{/5/}.

Цель настоящей работы - подчеркнуть возможность решения физических задач при помощи исследований до сих пор не обсуждавшихся эффектов, вызванных свободными нейтрино. Соответствующие опыты могут оказаться невыполнимыми сегодня, но обсуждение их постановки, как нам кажется, не является более преждевременным, чем обсуждение в свое время опытов с антинейтрино из реактора.

Обсуждается принципиальная возможность ответить на вопрос, являются ли нейтрино, испускаемые в $\pi \rightarrow \mu$ распаде ν_μ , и нейтрино, испускаемые в β -распаде ν_e , тождественными частицами.

Реакции, вызванные нейтрино

Все известные нам медленные процессы, по-видимому, обусловлены взаимодействием следующих пар фермионов:

$$(e^+ \nu_e), (\mu^+ \nu_\mu), (\bar{\nu}_e \bar{\nu}_e), (\bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\mu) \\ (e^- \bar{\nu}_e), (\mu^- \bar{\nu}_\mu), (\bar{\nu}_e \nu_e), (\bar{\nu}_\mu \nu_\mu)$$

Любая пара частиц может взаимодействовать с такой же или с другой парой, при этом, согласно схеме Маркова-Саката-Окуя^{/6/}, в состав "странной" пары не включаются другие странные частицы, кроме Λ -гиперона. На языке теории универсального взаимодействия^{/7,8/} эта схема приводит к тому, что ток J^+ , входящий в лагранжиан слабого взаимодействия, состоит из четырех членов

$$J^+ = J_{e^+ \nu_e} + J_{\mu^+ \nu_\mu} + J_{\bar{\nu}_\mu} + J_{\bar{\nu}_e}$$

/2/

каждый из которых соответствует вышеперечисленным парам.

На основании предположения правильности схемы Маркова-Саката-Окуя и теории универсального взаимодействия, некоторые процессы, вызванные свободными нейтрино, перечисляются ниже /таблица 1/.

Вопрос о тождественности ν_e и ν_μ является открытым и обсуждается в следующей главе. С теоретической и экспериментальной точек зрения нет никаких аргументов для утверждения, что ν_e и ν_μ являются тождественными частицами. Поэтому как в таблице, так и в вышеиспользованных обозначениях разных членов лептонного тока, было написано, например, $e^+ \nu_e$, $\mu^+ \nu_\mu$, а не, как обычно принято, $e^+ \nu$, $\mu^+ \nu$.

Некоторые реакции, вызванные свободными нейтрино на реальных мишенях

№ № пп	Реакция	Примечание
1.	$\bar{\nu}_e + \mu \rightarrow e^+ + \pi$	При исследовании этого процесса ^{/4/} впервые наблюдались свободные нейтральные лептоны. Опыт подтвердил двухкомпонентную природу нейтрино.
2.	$\bar{\nu}_e + Ce^{37} \rightarrow A^{37} + e^-$	^{2,3,5.} Ненаблюдаемость этого процесса ^{/5/} доказала, что ν_e и ν_μ не являются тождественными частицами.
3.	$\nu_e + Ce^{37} \rightarrow A^{37} + e^-$	Исследование этого процесса могло бы представлять интерес для астрофизики, в частности, для измерения нейтринного потока от солнца ^{/9/} .

4. $\nu_e + A \rightarrow \pi^+ + e^- + A$
 $\bar{\nu}_e + A \rightarrow \pi^- + e^+ + A$

Обратный $\pi - e$ -распад в поле ядра.
 ν_e рождает π^+ -мезоны, $\bar{\nu}_e$ рождает π^- -мезоны.

5. $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$

6. $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$
 $\bar{\nu}_e + A \rightarrow \text{гиперфрагм.} + e^+$

Только $\bar{\nu}$ /а не ν / могут рождать странные частицы.

7. $\bar{\nu}_e + n \rightarrow \Sigma^- + e^+$

Этот процесс может быть осуществлен только в ядрах.

8. $\nu_e + A \rightarrow K^+ + e^- + A$
 $\bar{\nu}_e + A \rightarrow K^- + e^+ + A$

См. 4.

9. $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow K^- + K^0$

См. 5.

10. $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$
 $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$

Рассеяние нейтрино электронами предсказано универсальной теорией слабых взаимодействий /8/

11. $\nu_e + A \rightarrow \nu_e + e^+ + e^- + A$
 $\bar{\nu}_e + A \rightarrow \bar{\nu}_e + e^+ + e^- + A$

Образование пары e^+e^- в поле ядра /10/. Этот процесс, обратный процессу лептонного тормозного излучения электронов, описан в /11/.

12. $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^-$
 $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_\mu + \mu^-$

Обратный μ -распад.

Запрещен, если $\nu_e \neq \nu_\mu$

13. $\bar{\nu}_e + A \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^+ + \mu^- + A$
 $\nu_e + A \rightarrow \nu_\mu + e^- + \mu^+ + A$

Образование пары $\mu - e$ в поле ядра

14. $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$
 $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow e^+ + n$

Обратный μ -захват.

Запрещен, если $\nu_e \neq \nu_\mu$

15. $\nu_\mu + A \rightarrow \pi^+ + \mu^- + A$
 $\bar{\nu}_\mu + A \rightarrow \pi^- + \mu^+ + A$

Обратный $\pi - \mu$ - распад в поле ядра.

$$16. \begin{aligned} \bar{\nu}_\mu + p &\rightarrow n + \mu^+ \\ \bar{\nu}_\mu + p &\rightarrow n + e^+ \\ \bar{\nu}_\mu + A &\rightarrow \text{гиперфрагм.} + \mu^+ \end{aligned}$$

Запрещен, если $\nu_e \neq \nu_\mu$

$$17. \begin{aligned} \nu_\mu + A &\rightarrow \mu^- + K^+ + A \\ \bar{\nu}_\mu + A &\rightarrow \mu^+ + K^- + A \end{aligned}$$

$$18. \begin{aligned} \nu_\mu + A &\rightarrow \nu_\mu + \mu^+ + \mu^- + A \\ \bar{\nu}_\mu + A &\rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^+ + \mu^- + A \end{aligned}$$

Рассеяние нейтрино μ - мезонами в поле ядра.

$$19. \begin{aligned} \nu_\mu + e^- &\rightarrow \nu_e + \mu^- \\ \bar{\nu}_\mu + e^- &\rightarrow \bar{\nu}_e + \mu^- \end{aligned}$$

Обратный μ - распад.

Запрещен, если $\nu_e \neq \nu_\mu$.

$$20. \begin{aligned} \nu_\mu + A &\rightarrow A + \mu^- + e^+ + \nu_e \\ \bar{\nu}_\mu + A &\rightarrow A + \mu^+ + e^- + \bar{\nu}_e \end{aligned}$$

Образование пары μ - e в поле ядра.

$$21. \nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$$

Если $\nu_e \neq \nu_\mu$, реакция возможна только как процесс второго порядка.

В таблице рассматриваются процессы столкновения нейтрино с реальными мишенями, т.е. с отрицательными электронами, протонами и ядрами /A/. Среди перечисленных процессов до сих пор в литературе обсуждались только процессы 1,2,3,10. В настоящей работе для большинства процессов мы ограничимся некоторыми замечаниями, помещенными в таблице. Ниже подробно обсуждаются только некоторые процессы, которые имеют отношение к проблеме различимости ν_e и ν_μ частиц.

Являются ли ν_e и ν_μ тождественными частицами?

Верхний предел массы нейтральных лептонов, испускаемых в μ -распаде, величина параметра Мишеля ρ и теоретические соображения позволяют сделать вывод о том, что нейтральные лептоны в μ -распаде имеют массу,

равную или близкую к 0 и не являются тождественными. На основании этого распад μ -мезонов обычно описывается схемой $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$.

Однако легко видеть, что совокупность экспериментальных и теоретических сведений требует только, чтобы два нейтральных лептона в μ -распаде не являлись тождественными, но не требует, чтобы они являлись обязательно частицей и античастицей. Возможность существования двух пар нейтрино уже рассматривалась^{/12/}. На первый взгляд, вопрос о существовании двух типов нейтрино - электронного нейтрино $\nu_e, \bar{\nu}_e$ и мюонного нейтрино $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ может рассматриваться как ненужное усложнение. Однако имеются аргументы, делающие привлекательной гипотезу отличия электронного и мюонного нейтрино. Отсутствие в природе ряда процессов типа $\mu + \mu \rightarrow e + \mu$, $\mu \rightarrow e + e + e$ и т.д. показывает, что в каждый из токов, входящих в лагранжиан слабого взаимодействия, вклад могут дать, по-видимому, только пары с одной заряженной и одной нейтральной частицей /см. 1 и 2/. Существование только "заряженного" тока очень естественно могло бы быть объяснено^{/8/}, если бы в природе существовал заряженный векторный бозон B , связанный с разными фермионами через взаимодействие "промежуточной интенсивности", причем известные нам процессы слабого взаимодействия в этом случае были бы обусловлены взаимодействием второго порядка относительно константы "промежуточного" взаимодействия. Как показано в работах^{/13/}, нелокальность процесса $\mu - e$ -распада, соответствующая промежуточному векторному бозону, требовала бы вероятности распада по каналу $\mu \rightarrow e + \gamma$, противоречащей экспериментальным данным^{/14/}.

Нетрудно видеть, однако, что даже при существовании B -мезона вероятность процесса была бы равной нулю^{x/} / что полностью совместимо с экспериментальными данными/, если электронное и мюонное нейтрино являются разными частицами. Таким образом, тот факт, что ток в лагранжиане слабого взаимодействия является "заряженным", был бы очень хорошо объяснен гипо-

^{x/} Процесс $\mu \rightarrow e + \gamma$ даже при отсутствии B -мезона возможен в высшем порядке теории возмущения, если имеется только один тип пар нейтрино-антинейтрино, в-то время как он абсолютно запрещен, если $\nu_e \neq \nu_\mu$.

тезой промежуточного бозона только при отличии ν_e от ν_μ . Кроме этого аргумента, как нам кажется, существование двух различных типов нейтрино, неспособных аннигилировать^{х/}, привлекательно с точки зрения симметрии и систематики частиц и могло бы помочь пониманию разницы в природе мюона и электрона.

Из вышесказанного следует, что экспериментальные сведения по вопросу, являются ли ν_e и ν_μ тождественными частицами, имели бы первостепенную важность. Одна из возможностей, которая обращает на себя внимание, состоит в измерении спиральности μ^- -мезона. Если в природе имеется только одна пара нейтрино-антинейтрино, то $V-A$ -взаимодействие требует, чтобы спиральность μ^- -мезона была положительной. Если бы спиральность μ^- -мезона оказалась на опыте отрицательной, это было бы сильным аргументом в пользу существования двух типов нейтрино; μ^+ -распад мог бы быть описан согласно схеме $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_\mu$.

Опыт^{/16/}, однако, показывает, что спиральность μ^- -мезона, по-видимому, положительная. Поэтому вопрос, имеются ли в природе два типа нейтральных пар лептонов, остается открытым. Положительная спиральность μ^- -мезона, однако, указывает на то, что, если действительно в природе имеются две пары нейтрино-антинейтрино, то слабое взаимодействие должно быть описано именно как в /1/, а распад μ^+ -мезона должен идти по схеме $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$. Здесь, как обычно, электронное нейтрино ν_e определяется как частица, испускаемая вместе с позитроном в β^+ -распаде. Его спиральность была определена на опыте и является отрицательной^{/17/} /спиральность $\bar{\nu}_e$, конечно, противоположна/. Что касается ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$, эти частицы определяются соответственно как имеющие отрицательную и положительную спиральности. Распад π^+ -мезона соответственно идет по схеме $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Эти обозначения были использованы при составлении таблицы в предыдущем параграфе.

Для выяснения вопроса, действительно ли ν_e и ν_μ являются разными частицами, остается одна принципиальная возможность, которая обсуждается в следующем параграфе.

^{х/} Заметим, в частности, что при существовании $\nu_e, \bar{\nu}_e$ и $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ как разных пар, система мюоний $|\mu^+e^-|$ не может переходить^{/15/} в систему антимюоний $|\mu^-e^+|$ в любом приближении.

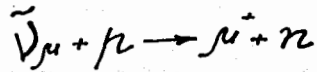
Постановка опыта по обнаружению различия ν_e и ν_μ

Метод, который предлагается ниже, по существу аналогичен методу, используемому при решении вопросов, являются ли нейтрино и антинейтрино /здесь речь идет о ν_e и $\bar{\nu}_e$ / тождественными частицами^{2,5/} или являются ли K^0 и \bar{K}^0 -мезоны тождественными частицами^{18/}. В этом случае нетождественность частиц и античастиц была доказана на опыте ненаблюдаемостью некоторых переходов, матричные элементы которых должны отличаться от 0 только в том случае, если частицы и античастицы являлись бы тождественными. Например, отсутствием процесса $\bar{\nu}_e + Ce^{37} \rightarrow A^{37} + \beta^-$ доказывається, что ν_e и $\bar{\nu}_e$ нетождественны, поскольку процесс $\nu_e + Ce^{37} \rightarrow A^{37} + \beta^-$ без сомнения, должен иметь место.

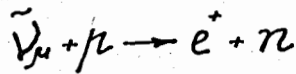
В нашем случае речь идет не об уже решенной проблеме нетождественности нейтрино и антинейтрино, а о проблеме различимости ν_e и ν_μ /или $\bar{\nu}_e$ и $\bar{\nu}_\mu$ /. При различимости ν_e и ν_μ уже известно, в каких реакциях должны рождаться именно ν_e и $\bar{\nu}_e$ и не могут рождаться ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ / и наоборот/.

Для решения вопроса предполагается выяснить экспериментально, способен ли пучок ν_μ вызвать переходы, которые, без сомнения, могут быть индуцированы $\bar{\nu}_e$ -частицами. С экспериментальной точки зрения пучок мюонных нейтрино более привлекателен, чем пучок электронных нейтрино по следующим причинам. Обычные интенсивные источники электронных нейтрино - радиоактивные изотопы. Последние по своей природе не способны испускать нейтрино с большими энергиями. Наоборот, хорошим источником мюонных нейтрино являются π - μ -распад и поэтому мюонные нейтрино естественным образом получаются с высокой энергией. С одной стороны, представляет интерес использовать антинейтрино с большой энергией, скажем $\gg 100$ Мэв, т.к. сечение процессов, индуцированных нейтрино, быстро растет с энергией. С другой стороны, при очень больших энергиях интенсивность генерации мюонных нейтрино уменьшается из-за релятивистского удлинения времени жизни π -мезонов, и поэтому здесь обсуждается постановка опыта с нейтрино с энергией < 100 Мэв.

Рассмотрим сейчас в качестве примера реакции /см.таблицу/



/а/



/б/

Реакция /б/, если ν_e и ν_μ - тождественные частицы, является успешно наблюдавшейся Райнсом и Коуэном реакцией^{/4/}, а в случае $\nu_e \neq \nu_\mu$ не является наблюдаемой. Реакция /а/ - пороговая реакция и по существу не наблюдаема при энергиях $\nu_\mu < 100$ Мэв. Задача состоит в определении сечения реакции /б/. В области энергий, где нейтрон от реакции /б/ может быть детектирован с хорошей эффективностью внутри большого сцинтилляционного счетчика, содержащего кадмий, методика Райнса и Коуэна вполне подходяща. Когда происходит событие, вызванное реакцией /б/, в сцинтилляционном счетчике будут появляться два импульса, один из которых соответствует освобождению энергии позитрона /нейтрон получает малую долю энергии/ и второй из которых, запаздывающий по отношению к первому, соответствует фотонной энергии, освобождаемой при захвате нейтрона в кадмии. Для обнаружения реакции /б/ сцинтилляционный счетчик типа Райнса и Коуэна может быть помещен в пучок мюонных антинейтрино, неспособных вызвать реакцию /а/ /по энергетическим соображениям/ и имеющих пренебрежимо малую примесь электронных антинейтрино, которые могли бы вызвать "тривиальную" реакцию $\bar{\nu}_e + n \rightarrow e^+ + n$.

Для выяснения условия опыта рассмотрим образование нейтральных лептонов разных типов в циклических ускорителях протонов до энергии, скажем, 700 Мэв. Радиоэлементы, которые образуются в мишени и в других деталях ускорителя, являются источниками ν_e и, в меньшей степени, $-\bar{\nu}_e$ с низкой энергией / ≤ 10 Мэв/. Эти электронные нейтрино не дают заметного фона, так как:

а/ их энергия мала, и по существу их легко дискриминировать при помощи анализа соответствующих импульсов от сцинтиллятора;

б/ сечение реакции $\bar{\nu}_e + n \rightarrow n + e^+$ пропорционально квадрату энергии налетающих антинейтрино, и оно относительно мало при низких энергиях.

На мишени синхроциклотрона будут образовываться пионы обоих знаков. Они будут образовывать нейтральные лептоны по схеме:

1/ $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$

2/ $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$

3/ $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$

4/ $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$

5/ $\mu^- + \text{ядро} \rightarrow \nu_\mu$

Примеси ν_e и ν_μ в пучках не вредны, поскольку уже известно, что нейтрино /как ν_μ , так и ν_e / не могут вызвать рассматриваемую реакцию. Легко видеть, что "вредные" примеси $\bar{\nu}_e$ возникают только от распада /4/ от μ^- -мезонов. Однако, μ^- -мезоны, остановившиеся в материале высокого атомного номера /нетрудно обеспечить возможность остановки мезонов в легких материалах/, практически не испытывают μ^- -распад, а μ^- -распадом налету можно пренебречь, так как длина свободного пробега для распада μ^- -мезонов измеряется в сотнях метров, а детектор реакции /6/ разумно поставить на расстоянии ≈ 10 метров от мишени.

Таким образом, можно осуществить пучок $\bar{\nu}_\mu$ -частиц, практически не имеющих примеси $\bar{\nu}_e$. При этом $\bar{\nu}_\mu$ от реакции /2/ /остановившиеся μ^+ -мезоны/ имеют среднюю энергию ~ 35 Мэв, а $\bar{\nu}_\mu$ от реакции /3/ могут иметь значительно большую энергию /распад налету/, но их интенсивность вообще будет мала^{x/}.

Число образованных $\bar{\nu}_\mu$ от реакции /2/ может быть близким к числу образованных π^+ -мезонов в мишени, и поэтому число $\bar{\nu}_\mu$, образованных в современных фазотронах, может быть равно 10^{12} /сек. В настоящее время обсуждаются модели новых ускорителей, способных в принципе дать интенсивность ускоренных протонов на три порядка выше. Таким образом, можно думать, что поток Φ на расстоянии ~ 10 м от мишени $10^8 \bar{\nu}_\mu / \text{см}^2 \text{сек}$, может стать реальным в недалеком будущем. Сечение процесса /Б/ было оценено по теории возмущения и оказалось равным $2 \cdot 10^{-41} \text{см}^2$, если $\bar{\nu}_e \equiv \bar{\nu}_\mu$ для $\bar{\nu}_e$ с энергией 35 Мэв. Если использовать сцинтилляционный счетчик типа Райнса и Коуэна /1-2 тонны/, то число событий /при $\nu_e \equiv \nu_\mu$ / равно ~ 1 в час / $\Phi \sim 10^8 / \text{см}^2 \text{сек}$./ при

^{x/} Поток $\bar{\nu}_\mu$ от $\pi^- \rightarrow \mu^-$ распада налету может быть значительным только в том случае, если ускоренный протонный пучок попадает на внешнюю мишень, при этом мишень отдалляется от массивных деталей /защита и т.д./ на несколько метров.

эффективности регистрации, равной единице. Как показали недавно Райнс и Коуэн^{/4/}, эффективность может превышать 0,5. Технически регистрация одного рассматриваемого события менее трудна, чем в опыте Райнса и Коуэна, так как энергия испускаемых β^+ -частиц велика. Таким образом, реальность опыта зависит от величины фона, который очень трудно оценить априори. Можно только сказать, что, к сожалению, отношение эффекта к фону должно быть значительно меньше, чем в опыте Райнса и Коуэна. Обращает на себя внимание тот факт, что $\bar{\nu}_\mu$ от реакции /2/, в отличие от нейтронов, рождающихся в мишени, испускаются изотропно. Это дает возможность уменьшить трудности, связанные с фоном от ускорителя: детектор $\bar{\nu}_\mu$ должен быть поставлен под углом $\geq 90^\circ$ по отношению направления падающих на мишень ускоренных протонов.

Резюмируя, можно сказать, что постановка опыта по выяснению вопроса о тождественности ν_e и ν_μ , хотя и очень затруднительна, должно быть серьезно рассмотрена при проектировании новых ускорителей. В частности, проблема защиты от излучения детектора $\bar{\nu}_\mu$ должна быть рассмотрена на самых первых фазах проектирования ускорителя.

В заключение автору приятно поблагодарить Чжоу Гуан-чжао, Л.Б.Окуня и Я.А.Сморозинского за многочисленные обсуждения.

Рукопись поступила в издательский отдел 29 июня 1959 года.

Л и т е р а т у р а

1. H.A. Bethe and R. Pierls, Nature 133, 532, 1934.
2. B. Pontecorvo, Отчет PD- 205, 1946.
3. L.W. Alvarez, Отчет U.R.C.L - 328, 1949.
4. F. Reines and C.L. Cowan, Phys.Rev. 98, 492, 1953;
F. Reines and C.L. Cowan, Phys.Rev. 113, 273, 1959.
5. R. Davis, Phys.Rev. 86, 976, 1952, Bull. Am. Phys. Soc.
Washington meeting, 1959.
6. S. Sakata, Progr. Theor. Phys. 16, 686, 1946.
M.A. Markov, VI Rochester Conf. High energy physics, 1956.
Л.Б.Окунь, ЖЭТФ, 34, 469, 1958.
7. E.C.G. Sudarshan, R.E. Marshak, Proceedings of the Padua-Venice conference on mesons and newly discovered particles, 1957.
8. R.P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys.Rev. 109, 193, 1958.
9. См. например, A.G.W. Cameron, Annual review of nuclear science, 1958, p. 306.
10. Этот процесс был недавно теоретически исследован Я.А.Смородинским.
11. Б.Понтекорво, ЖЭТФ, 36, 1615, 1959.
12. См., например, S. Onsdan and J.C. Pati, Phys.Rev. Letters, 2, 125, 1959.
13. G. Feinberg, Phys.Rev. 110, 1482, 1958.
R.P. Feynmann, M. Gell-Mann, Proceedings of the 8th conference on high energy physics, Geneva, 1958.
14. См. например, Berley, J. Lee, M. Bardou, Phys. Rev. Letters, 2, 357, 1959.
15. Б.Понтекорво, ЖЭТФ, 33, 549, 1957.
16. W.A. Love, S. Marder, I. Nadelhaft, R.T. Siegel, A.E. Taylor
Phys. Rev. Letters, 2, 107, 1959.
17. M. Goldhaber, L. Grodzins, A.W. Sungar, Phys. Rev. 109, 1015, 1958.
18. М.П.Баландин, Б.Д.Балашов, В.А.Жуков, Б.Понтекорво, Г.И.Селиванов,
ЖЭТФ, 29, 285, 1955.