

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.121

**ОТКРЫТИЕ НОВОЙ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ ЧАСТИЦЫ — ТЯЖЕЛОГО  $\tau$ -ЛЕПТОНА \*)****М. Перл**

*В статье рассказывается об открытии  $\tau$ -частицы и приводятся доказательства того, что она является тяжелым лептоном. Обсуждаются свойства  $\tau$ -лептона.*

**1. ЛЕПТОНЫ И АДРОНЫ**

Недавно были получены чрезвычайно убедительные доказательства существования новой элементарной частицы, названной тау ( $\tau$ -частицей\*\*). Элементарные частицы являются простейшими формами материи, и, изучая их, мы надеемся понять фундаментальную природу вещества. Как будет показано в этой статье, свойства  $\tau$ -частицы сходны со свойствами электрона

Семейство лептонов

Таблица I

	Электрон	Мюон	$\tau$ -лептон
Заряженный лептон	$e^\pm$	$\mu^\pm$	$\tau^\pm$
Масса заряженного лептона, МэВ/с <sup>2</sup>	0,51	105,7	$1782 \pm 2$
Время жизни заряженного лептона, с	Стабилен	$2,20 \cdot 10^{-6}$	$3,5 \cdot 10^{-12}$
Лептонное нейтрино	$\nu_e, \bar{\nu}_e$	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	$\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$
Масса лептонного нейтрино	$< 60 \text{ эВ/с}^2$ (может быть равна 0)	$< 0,57 \text{ МэВ/с}^2$ (может быть равна 0)	$< 250 \text{ МэВ/с}^2$ (может быть равна 0)

( $e$ ) и мюона ( $\mu$ ). Таким образом,  $\tau$ -частицу, несмотря на то, что ее масса близка к 1800 МэВ/с<sup>2</sup>, т. е. она гораздо тяжелее электрона и мюона, следует отнести к семейству лептонов (табл. I). Открытие этого нового лептона имеет первостепенное значение для физики элементарных частиц, поскольку

\*) Perl Martin L. The  $\tau$  Heavy Lepton: a Recently Discovered Elementary Particle. — SLAC-PUB-2153. — July. 1978 (Т/Е). — Перевод Г. И. Мерзона.

Мартин Л. Перл — сотрудник Стэнфордского линейного ускорителя Стэнфордского университета, Калифорния, США.

\*\*) Название  $\tau$  происходит от первой буквы древнегреческого триггон, и подчеркивает, что  $\tau$ -частица является третьим заряженным лептоном после электрона и мюона.

ку<sup>7</sup> семейство лептонов весьма немногочисленно, а также и потому, что  $\tau$ -лептон оказался довольно тяжелым. Одна из задач настоящей статьи — обсудить следствия, вытекающие из этого открытия. Кроме того, здесь целесообразно привести экспериментальные данные, свидетельствующие в пользу существования  $\tau$ -лептона, и описать те его свойства, которые нам сейчас известны.

Первые доказательства существования  $\tau$ -лептона были получены в опытах со встречными электрон-позитронными пучками накопителя СПИР Стэнфордского линейного электронного ускорителя (СЛАК)<sup>1,2</sup>.  $\tau$ -частицы рождались в реакции аннигиляции  $e^+$  и  $e^-$ :

$$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-, \quad (1)$$

теория которой хорошо разработана. Во всех последующих экспериментах \*) по исследованию  $\tau$ -лептонов, которые проводились на встречных  $e^+e^-$ -пучках накопителя СПИР, а также ДОРИС (созданного на базе немецкого электронного синхротрона ДЭЗИ), изучалась та же самая реакция. Поэтому, обсуждая образование  $\tau$ -частиц, а также других тяжелых лептонов, мы ограничимся только реакцией аннигиляции (1).

Особое место лептонов в физике элементарных частиц иллюстрируется табл. II, в которой подчеркиваются различия между лептонным

Таблица II

Сравнение свойств лептонов и адронов

Семейство	Лептоны	Адроны
Структура	Элементарные частицы. Структура или «конституенты» в опытах не обнаруживаются	Составные частицы, «конституентами» которых являются кварки
Участие в сильных взаимодействиях	Нет	Да
Участие в электромагнитных взаимодействиях	Только при наличии электрического заряда	Да, во всех случаях
Участие в слабых взаимодействиях	Да	Да
Участие в гравитационных взаимодействиях	Да	Да
Количество известных частиц семейства	6, если существует $\nu_\tau$	Более чем $10^2$

и адронным семействами. Адроны являются сложными частицами, составленными из «конституентов», называемых кварками \*\*). Адроны участвуют в сильных взаимодействиях, которые при больших энергиях приводят к очень сложным реакциям, сопровождающимся рождением большого числа вторичных адронов. Количество известных адронов уже превышает сотню. Лептоны являются простыми неделимыми частицами. Они не способны к сильным взаимодействиям, и даже при высоких энергиях в реакциях с прямым участием лептонов рождается очень немного частиц \*\*\*). Кроме того, как уже говорилось выше, число лептонов невелико. Таким образом, лептоны, в противоположность адронам, оказываются действи-

\*) Последние данные о свойствах  $\tau$ -лептона можно найти также в работах <sup>3-6</sup>.

\*\*) Свойства кварков обсуждаются, например, в работах <sup>7,8</sup>.

\*\*\*) Иными словами, в лептонной вершине фейнмановской диаграммы реакции рождается сравнительно небольшое число вторичных частиц.

тельно элементарными частицами. Поэтому, изучая их свойства, мы непосредственно имеем дело с самыми простыми формами материи, которые нам сегодня известны. Кварки, возможно, также являются истинно элементарными частицами. Однако сейчас мы еще не знаем, могут ли они находиться в свободном состоянии, и пока нам приходится изучать их свойства только косвенным образом. До открытия  $\tau$ -лептона можно было подозревать, что простота и истинно элементарная природа лептонов связаны с их малой массой. Масса электрона, мюона и соответствующих им нейтрино меньше, чем масса легчайшего адрона —  $\pi^0$ -мезона, которая равна  $135 \text{ МэВ}/c^2$ . (Само название лептон идет от древнегреческого — легкий.) Однако  $\tau$ -лептон оказался тяжелее многих адронов, и сам факт его существования раз и навсегда исключает связь концепции элементарности с величиной массы частицы. Эта же мысль подчеркивается и соединением противоположных понятий — «тяжелый лептон», применяемых к  $\tau$ -частице.

## 2. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ЛЕПТОНОВ И МОДЕЛЬ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ ТЯЖЕЛЫХ ЛЕПТОНОВ

Проводя наши эксперименты по поиску тяжелых лептонов, которые привели к открытию  $\tau$ -лептона, мы основывались на предсказаниях модели последовательных тяжелых лептонов<sup>9</sup>. Можно было бы, конечно, воспользоваться и другими моделями<sup>10,11</sup>, однако, нас привлекла элегантность, симметрия и простота такой модели. К нашему удивлению, свойства  $\tau$ -частицы оказались полностью совпадающими с представлениями о последовательных тяжелых лептонах. Эта модель, основанная на гипотезе о существовании следующих за электроном и мюоном тяжелых лептонов, распространяет правило сохранения лептонов и на тяжелые лептоны. Закон сохранения лептонов объясняет, почему невозможны реакции типа

$$\mu^- \not\rightarrow e^- + \gamma \quad (2)$$

или

$$e^+ + e^- \not\rightarrow \mu^+ + e^-. \quad (3)$$

Возьмем в качестве простейшего примера реакцию (2). Сохранение лептонов означает, что: а) электрон и мюон обладают каждый определенным свойством, которого нет у другой частицы, б) это свойство не меняется в результате реакции, и, следовательно, в) мюон не может превратиться в электрон. Это правило записано в более строгой форме в табл. III, где электрону и отвечающему ему нейтрину  $\nu_e$  приписывается электронное лептонное число  $\eta_e = 1$  и т. д. Сохранение лептонов означает, что в любой реакции суммы значений  $\eta_e$  и  $\eta_\mu$  соответственно для реагирующих частиц и продуктов реакции должны быть порознь равны друг другу. Так, например, реакция (3) не осуществляется, потому что в ее левой части  $\eta_e = 0$  и  $\eta_\mu = 0$ , тогда как справа  $\eta_e = +1$ ,  $\eta_\mu = -1$ . В противоположность реакции (3), реакция

Т а б л и ц а III

Значения лептонного числа для различных лептонов (в данной таблице предполагается, что  $\tau$ -частица является последовательным тяжелым лептоном, обладающим своим собственным лептонным числом  $\eta_\tau$ )

Частица	Электронное лептонное число $\eta_e$	Мюонное лептонное число $\eta_\mu$	$\tau$ -лептонное число $\eta_\tau$
$e^-, \nu_e$	+1	0	0
$e^+, \bar{\nu}_e$	-1	0	0
$\mu^-, \nu_\mu$	0	+1	0
$\mu^+, \bar{\nu}_\mu$	0	-1	0
$\tau^-, \nu_\tau$	0	0	+1
$\tau^+, \bar{\nu}_\tau$	0	0	-1
Все адроны	0	0	0

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^- \quad (4)$$

может идти, поскольку с обеих сторон  $\eta_e$  и  $\eta_\mu$  равны нулю. Действительно, реакция (4) принадлежит к хорошо известным и весьма детально изученным реакциям.

Важным следствием закона сохранения лептонов является тот факт, что распад мюона с появлением электрона идет не по простому каналу (1), а более сложным путем:

$$\mu^- \rightarrow \nu_\mu + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (5a)$$

$$\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^+ + \nu_e. \quad (5b)$$

Нужно отметить, что распады (5a) и (5b) осуществляются благодаря слабому взаимодействию. Мюон не может распадаться за счет сильного взаимодействия, поскольку он в сильных взаимодействиях не участвует. Одновременно он не в состоянии распасться по электромагнитному каналу (2), поскольку в таком распаде нарушилось бы постоянство лептонного числа. Закон сохранения лептонов предписывает также правила распада адронов на лептоны. К примеру, распады

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (6a)$$

$$\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e \quad (6b)$$

разрешены и действительно наблюдаются в экспериментах.

Прежде чем снова вернуться к модели последовательных тяжелых лептонов, хотелось бы отметить, что у нас нет глубокого понимания закона сохранения лептонов. Иными словами, мы не знаем, как или чем мюон отличается от электрона. Будучи экспериментатором, автор рассматривает закон сохранения лептонов как эмпирическое правило, скрытые причины которого мы когда-нибудь поймем, опираясь на будущие эксперименты с лептонами.

В модели последовательных лептонов<sup>9</sup> подразумевается, что существует последовательность масс заряженных лептонов и связанных с ними нейтрино:

Заряженный лептон	Лептонное нейтрино
$e^\pm$	$\nu_e, \bar{\nu}_e$
$\mu^\pm$	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$
$\tau^\pm$	$\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$
...	...

Эта модель предполагает, кроме того, что каждый лептон имеет свое характерное лептонное число, которое по отдельности сохраняется в любой реакции. Опираясь на эти представления и полагая массу  $\tau$ -лептона достаточно большой, следует ожидать, что он способен распадаться по следующим каналам:

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (7a)$$

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (7b)$$

Эти моды распада аналогичны распадам мюона в реакции (5a). Они обязаны слабому взаимодействию и удовлетворяют закону сохранения лептонов. (Здесь и далее мы будем писать реакции распада только для  $\tau^-$ -лептонов, поскольку для  $\tau^+$ -лептонов нужно просто поменять знаки заряда всех заряженных продуктов на противоположные, а нейтрино заменить на антинейтрино.) Замечательное следствие модели последовательных лептонов заключается в том, что распад тяжелых лептонов с большой

массой, сопровождающийся появлением адронов, является процессом, обратным реакции (6), в которой адроны распадаются на лептоны. В связи с этим должны иметь место распады

$$\begin{aligned}\tau^- &\rightarrow \nu_\tau + \pi^-, \\ \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + \pi^- + \pi^0,\end{aligned}\quad (8)$$

а также

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \pi^- + \pi^+ + \pi^-.$$

Все эти распады идут посредством слабого взаимодействия.

Время жизни последовательных тяжелых лептонов падает с увеличением их массы, поскольку с ростом массы лептон становится менее стабильным, и возрастает число возможных каналов распада типа (8). Если предположить, что для тяжелых лептонов справедлив тот же вариант слабого взаимодействия, что для мюона и электрона, то можно попытаться рассчитать их время жизни<sup>11-13</sup> (рис. 1). Когда мы начинали наши опыты по поиску тяжелых лептонов, мы уже знали, что их масса превышает 1000 МэВ/с<sup>2</sup>. Этот нижний предел был установлен ранее в экспериментах<sup>14,15</sup>, выполненных на

встречных электрон-позитронных пучках накопителя АДОНЕ во Фраскати, Италия. Поэтому, как показано на рис. 1, время жизни тяжелых лептонов, которых мы искали, может быть столь коротким, что они распадутся раньше, чем достигнут нашей регистрирующей аппаратуры. Следовательно, их можно обнаружить только по продуктам распада. О том, как это было сделано, рассказывается в следующем разделе.

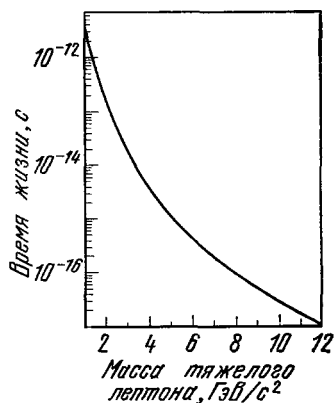


Рис. 1. Теоретические предсказания для времени жизни последовательного тяжелого лептона в случае V — A-варианта обычного слабого взаимодействия.

### 3. ДОКАЗАТЕЛЬСТВА СУЩЕСТВОВАНИЯ $\tau$ -ЛЕПТОНА

#### а) е $\mu$ -события

В нашем эксперименте на встречных  $e^+e^-$ -пучках накопителя СПИР использовался магнитный детектор СЛИАК — ЛБЛ\*), изображенный на рис. 2. Детектор регистрировал такие события аннигиляции электронов и позитронов, в которых появлялось, по крайней мере, две заряженные частицы. Мы, конечно, хорошо понимали, что подавляющее большинство этих событий не имеет ничего общего с тяжелыми лептонами. Поэтому среди них искали такие случаи, когда из двух регистрируемых частиц одна была электроном, а другая мюоном с противоположным знаком электрического заряда.

Эти так называемые  $e\mu$ -события могли возникнуть в результате реакции аннигиляции, сопровождающейся последующими распадами:

$$\begin{aligned}e^+ + e^- &\rightarrow \tau^+ + \tau^-, \\ &\downarrow \qquad \qquad \downarrow \\ e^+ + \bar{\nu}_\tau + \nu_e &\quad \mu^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu,\end{aligned}\quad (9)$$

\*) ЛБЛ — Лаборатория им. Лоуренса (Беркли).

причем нейтрино детектором не регистрировались (рис. 3). Наблюдение подобных событий является сильным аргументом в пользу образования

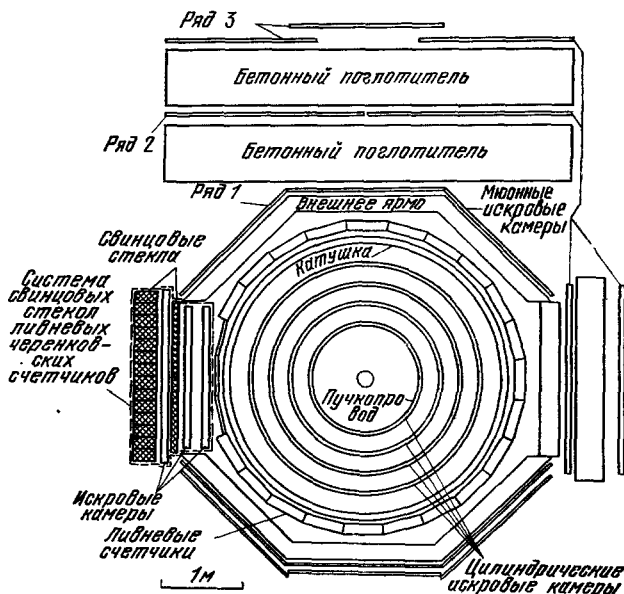


Рис. 2. Поперечный разрез магнитного детектора СЛАК-ЛБЛ.

Пучки электронов и позитронов движутся в пучкопроводе вдоль оси детектора перпендикулярно к плоскости чертежа. Рядом с детектором помещается бетонный поглотитель, с помощью которого регистрируются мюон-адронные события, возникающие в результате распада  $\tau$ -лептона.

тяжелого лептона, поскольку закон сохранения лептонов запрещает рождение только  $e$  и  $\mu$  в конечном состоянии. Число таких событий, в которых появляются только  $e$ ,  $\mu$  и нейтрино, весьма невелико. Кроме того, реакция (9) отличается еще и тем, что часто значительная доля энергии уносится нейтрино и потому не регистрируется.

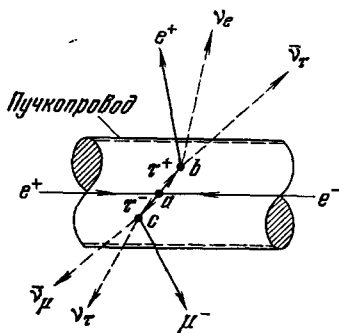


Рис. 3. Схематическая диаграмма процесса образования ер-событий.

В точке столкновения электронного и позитронного пучков рождаются  $\tau$ -лептоны. Они распадаются внутри пучкопровода в точках  $b$  и  $c$  вблизи места рождения ( $a$ ) (см. рис. 2). Поэтому в детектор попадают продукты распада  $\tau$ -лептонов. Однако в нем регистрируются только электроны и мюоны. Нейтрино, показанные пунктирной линией, свободно проходят через детектор.

Зимой 1974—1975 гг., когда мы начали изучать ер-события <sup>1,2</sup>, полная энергия  $E_{tot}$  сталкивающихся электронов и позитронов во встречных пучках накопителя СПИР достигала 4000 МэВ. Поскольку в реакции  $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$  образуются две  $\tau$ -частицы, то масса  $m_\tau$   $\tau$ -лептона должна была бы быть меньше 2000 МэВ/с<sup>2</sup>. Мы сумели также установить нижнюю границу  $m_\tau$ , равную примерно 1600 МэВ/с<sup>2</sup>, по распределению импульсов  $e$  и  $\mu$  в реакции (9). Летом 1976 г. нам удалось показать <sup>16</sup>, что все свойства отобранных нами 105 ер-событий согласуются с представлением о том, что они обязаны своим происхождением тяжелому лептону.

Один из критериев отбора иллюстрируется на рис. 4. Спектр импульсов  $e$  или  $\mu$ , образованных в реакции (9) в результате трехчастичного распада  $\tau$ -лептонов, реакция (7), изображен сплошной кривой на рис. 4, а. Если бы  $\tau$ -лептон распадался иначе, скажем, на две частицы,

$\tau \rightarrow e + \nu$  или  $\tau \rightarrow \mu + \nu$ , то спектр импульсов описывался бы пунктирной кривой. На рис. 4, б показаны измеренные нами спектры электронов и мюонов<sup>17</sup>. Мы не могли зарегистрировать медленные электроны и мюоны, отвечающие низкоэнергетичной ветви сплошной кривой рис. 4, а. Однако наши измерения хорошо соответствовали правой части этой кривой с большими значениями импульса. Одновременно наши измерения находились в резком

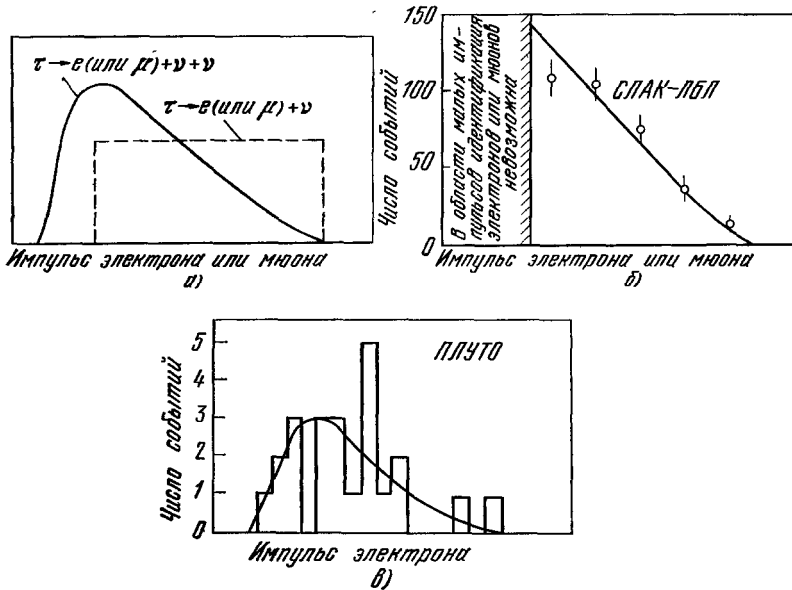
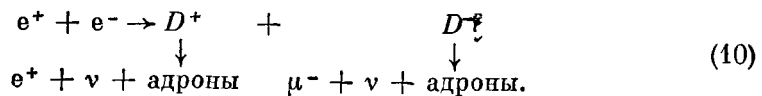


Рис. 4. а) Сплошная кривая отвечает теоретически предсказываемому спектру импульсов электронов и мюонов, возникающих при трехчастичном распаде налету  $\tau$ -лептона  $\tau \rightarrow e$  (или  $\mu$ ) +  $\nu$  +  $\bar{\nu}$  (штриховой линией отмечен расчетный спектр импульсов  $e$  и  $\mu$  от двухчастичного распада  $\tau \rightarrow e$  (или  $\mu$ ) +  $\nu$ ); кривая для трехчастичного распада сравнивается с экспериментальными данными, полученными на магнитном детекторе СЛАК — ЛБЛ (б)<sup>17</sup> и на детекторе ПЛУТО (в)<sup>18</sup>.

Теоретические кривые на рис. 4, б и в несколько отличаются от кривой на рис. 4, а, так как они скорректированы с учетом аксептанса детектора и разброса в величине суммарной энергии  $E_{tot}$ .

противоречии с картиной двухчастичного распада  $\tau$ -лептона. Результаты последующих более подробных измерений импульсного спектра электронов для  $e\mu$ -событий представлены на рис. 4, в. Эти данные были получены Дж. Бурмейстером и др.<sup>18</sup> с помощью детектора Плуто в ДЭЗИ.

Конечно, наличие  $e\mu$ -событий, свойства которых совпадают с ожидаемыми, не может само по себе служить доказательством существования  $\tau$ -лептона. Для этого необходимо также показать, что отсутствуют другие источники  $e\mu$ -событий. Так, например, одним из их возможных источников мог бы быть процесс ассоциативного рождения и последующего распада чармированных мезонов:



Если адроны, возникающие в подобных распадах, ускользнут от наблюдения, то реакция (10) может имитировать рождение тяжелых лептонов (9). Сотруднику нашей лаборатории Гэри Дж. Фелдману удалось доказать<sup>16</sup>, что большая часть полученных нами  $e\mu$ -событий не сопровождается адронами, которые прошли незамеченными через детектор.

Чрезвычайно убедительная проверка того, что в  $\mu\mu$ -событиях отсутствуют зарегистрированные или незарегистрированные адроны, была проведена группой, использующей детектор ПЛУТО. Ею было показано<sup>18</sup>, что в серии измерений, содержащей 23  $\mu\mu$ -события, не было ни одного случая типа  $\mu\mu + \text{адроны}$ .

Существует и другое важное свидетельство того, что  $\mu\mu$ -события не сопровождаются адронами. Оно состоит в том, что именно реакция

$$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-, \quad (11)$$

а не реакция

$$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^- + \text{адроны} \quad (12)$$

является источником  $\mu\mu$ -событий.

Мы не можем ожидать, что реакция (12) будет источником тяжелых лептонов. Но именно ее отсутствие служит дополнительным доказательством того, что  $\tau$ -частица является лептоном.

### б) $\mu$ -адронные события

Если принять, что  $\mu\mu$ -события обусловлены рождением и последующим распадом пары тяжелых  $\tau$ -лептонов, то модель последовательных тяжелых лептонов, а также тот факт, что масса  $\tau$ -лептона превышает 1600 МэВ/с<sup>2</sup>, требует появления довольно странных событий типа

$$\begin{array}{ccc} e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ & + & \tau^- \\ \downarrow & & \downarrow \\ \mu + \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau & & \text{Адроны} + \nu_\tau \end{array}, \quad (13)$$

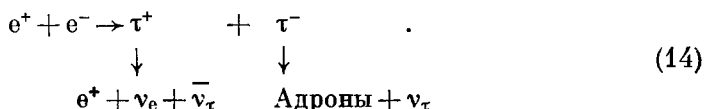
где распад  $\tau^- \rightarrow \text{адроны} + \nu_\tau$  отвечает одному из каналов распада (8). Такие случаи были названы  $\mu$ -адронными событиями. Мы особенно интересовались мюон-одноадронными событиями, в которых появляется только один заряженный адрон, поскольку их источником не может быть образование чармированных мезонов.

Небольшое число таких мюон-одноадронных событий было найдено в 1976 г. Кавалли-Сфорца и др.<sup>19,20</sup> в экспериментах на СПИР. Позже в том же году после улучшения системы регистрации мюонов магнитного детектора СЛАК-ЛБЛ (см. рис. 2), нам удалось заметно увеличить статистику мюон-одноадронных событий<sup>21</sup>. Подобные события были найдены также группой физиков, использующей детектор ПЛУТО накопителя ДОРИС<sup>22</sup>. Как и в случае  $\mu\mu$ -событий, все свойства этих  $\mu$ -адронных событий хорошо соответствовали представлению о том, что  $\tau$ -частица является тяжелым лептоном.

### в) $e$ -адронные события

Симметрия модели последовательных тяжелых лептонов по отношению к распаду  $\tau$ -лептонов на  $\mu$  и  $e$ , выражение (7), требует, чтобы наряду с мюон-адронными существовали и электрон-адронные события. Чтобы обнаружить эти события, необходим детектор, способный с большой достоверностью отличить электроны от адронов. Первым таким детектором, установленным на встречных  $e^+e^-$ -пучках накопителя ДОРИС, стал ДАСП<sup>23</sup>. Как показано на рис. 5, это оказалось возможным благодаря применению черенковских счетчиков.

В 1977 г. группе физиков, использующих детектор ДАСП, удалось зарегистрировать электрон-одноадронные события <sup>24</sup>, появление которых связывалось с реакцией



Несколько позже, применяя широкоугольный черенковский детектор ДЕЛКО <sup>25</sup>, группа физиков, работающих на СПИР, зарегистрировала очень много таких электрон-одноадронных событий. После обнаружения этих событий и подтверждения того, что их свойства совпадают с теми, какие можно ожидать, если бы их источником являлись тяжелые лептоны, открытие  $\tau$ -лептона можно считать завершенным. Сейчас мы уже находимся на стадии подробного исследования свойств  $\tau$ -лептона и измерения его характеристик, о чем будет сказано в следующем разделе.

#### 4. СВОЙСТВА $\tau$ -ЛЕПТОНА

##### а) М а с с а $\tau$ -л е п т о н а

Наиболее точные измерения массы  $\tau$ -лептона, выполненные коллаборацией ДЕЛКО <sup>25</sup>, дают

$$m_\tau = 1782^{+3}_{-7} \text{ МэВ.} \quad (15)$$

Это значение получено из измерений поперечного сечения  $\sigma_{eh}$

образования электрон-одноадронных событий как функции суммарной энергии  $E_{tot}$  сталкивающихся электрона и позитрона. В том случае, если  $\tau$ -частица является лептоном,  $\sigma_{eh}$  должно удовлетворять соотношению

$$\sigma_{eh} = P_{eh} \frac{4\pi\alpha^2}{3E_{tot}^2} \frac{\beta(3-\beta^2)}{2}; \quad (16a)$$

здесь  $P_{eh}$  — вероятность того, что пара  $\tau$ -лептонов распадается, давая электрон-одноадронное событие;  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры,  $\beta = v/c$ , где  $v$  — скорость  $\tau$ -частицы, а  $c$  — скорость света. При описании процесса  $e^+e^-$ -аннигиляции принято исключать член  $E_{tot}^2$  из выражения (16a) и вводить соотношение

$$R_{eh} = \frac{\sigma_{eh}}{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}} = P_{eh} \frac{\beta(3-\beta^2)}{2}, \quad (16b)$$

где

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-} = \frac{4\pi\alpha^2}{3E_{tot}^2} \quad (16в)$$

отвечает эффективному сечению реакции (4). При возрастании  $E_{tot}$  в выражении (16b)  $\beta$  — стремится к 1, а  $R_{eh}$  приближается к постоянному значению, а именно  $P_{eh}$ . Зависимость  $R_{eh}$  от  $E_{tot}$  показана на рис. 6, а <sup>26</sup>. Значение  $E_{tot}$ , отвечающее  $R_{eh} = 0$ , называется пороговой энергией  $E_{th}$ ,

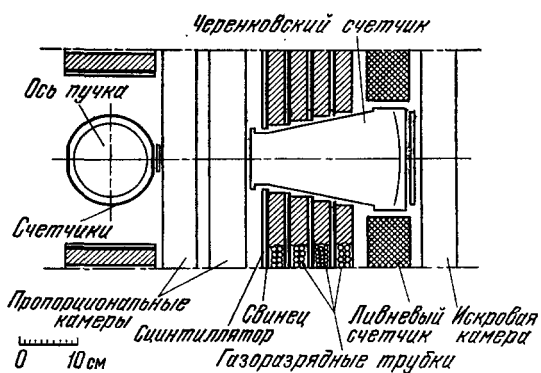


Рис. 5. Детектор ДАСП, снабженный черенковским счетчиком (из работы <sup>23</sup>).

а масса  $\tau$ -лептона  $m_\tau = E_{th}/2$ . Поведение параметров  $R_{eh}$  на рис. 6, а, и  $R_{e\mu}$  на рис. 6, б удовлетворяет соотношению (166) и, следовательно,

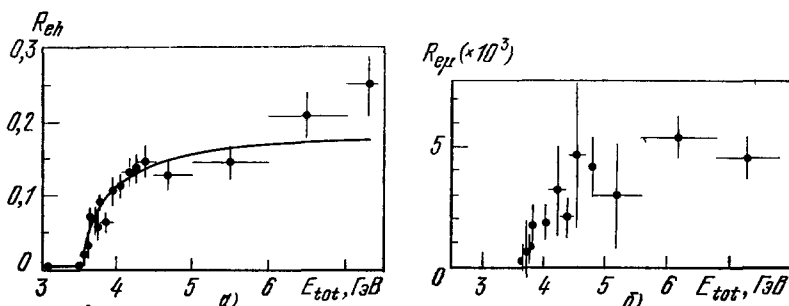


Рис. 6. Энергетическая зависимость отношения  $R_{eh} = \sigma_{eh}/\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}$  (а) (детектор ДЕЛКО <sup>26</sup>) и  $R_{e\mu} = \sigma_{e\mu}/\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}$  (б) (магнитный детектор СЛАК — ЛБЛ) <sup>3-6</sup>.

подтверждает, что  $\tau$ -частица является лептоном ( $R_{e\mu} = \sigma_{e\mu}/\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}$  причем  $\sigma_{e\mu}$  отвечает сечению образования  $e\mu$ -событий). Прежнее значение  $m_\tau$ , полученное коллаборацией ДАСП <sup>24</sup>,

$$m_\tau = 1807 \pm 20 \text{ МэВ}/c^2$$

#### б) М а с с а $\nu$

Коллаборация ДЕЛКО <sup>25</sup> установила верхний предел массы  $\tau$ -лептонного нейтрино

$$m_{\nu_\tau} \leq 250 \text{ МэВ}/c^2$$

с достоверностью 90%. При этом  $m_{\nu_\tau}$  может быть равна нулю. Массы электронного и мюонного нейтрино также могут быть равны нулю (см. табл. I).

#### в) В р е м я ж и з н и $\tau$ -л е п т о н а $\tau$

Коллаборация ПЛУТО нашла, что с достоверностью 95% время жизни  $\tau$ -лептона меньше  $3,5 \cdot 10^{-12}$  с. Теоретическое предсказание для времени жизни  $\tau$ -лептона составляет  $2,5 \cdot 10^{-13}$  с.

#### г) С в я з ь $\tau$ -л е п т о н а и $\nu$

Экспериментальные данные <sup>3-6, 25</sup> свидетельствуют в пользу V — A-варианта слабого взаимодействия  $\tau$  и  $\nu_\tau$ . Именно такая связь предсказывается обычной теорией слабого взаимодействия.

#### д) С п и н $\tau$ -л е п т о н а

Изучение зависимости эффективного сечения реакции  $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$  от  $E_{tot}$  убедительно свидетельствует в пользу того, что спин  $\tau$ -лептона равен  $1/2$  <sup>3-6, 25</sup>. Этот результат подробно обсуждал Цай <sup>27, 29</sup>. Спины электрона, мюона и их нейтрино также равны  $1/2$ . Таким образом, с точки зрения величины спина  $\tau$ -частица является вполне обычным лептоном, если позволительно называть тяжелый лептон обычным.

е) Моды распада  $\tau$ -лептона

В табл. IV перечисляются известные моды распада  $\tau$ -лептона, и их измеренные относительные вероятности сравниваются с теоретическими расчетами, которые недавно провел Цай<sup>13</sup>, основываясь на обычном

Таблица IV

Сравнение ожидаемых и измеренных вероятностей мод распада  $\tau$ -лептона. (В случае, когда было проведено несколько измерений, указаны границы полученных значений. Результаты округлены до процентов, более подробные данные и необходимые ссылки приведены в 3-6, 25)

Мода распада	Ожидаемая относительная вероятность распада, %	Измеренная относительная вероятность распада, %	Группа, выполнившая измерения
$\tau \rightarrow \nu_\tau + e^- + \bar{\nu}_e$ или $\tau \rightarrow \nu_\tau + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ $\tau \rightarrow \nu_\tau + \pi^-$	16  10	16—19  6—11	ДАСП, ДЕЛКО, СЛАК—ЛБЛ ДЕЛКО, СЛАК—ЛБЛ, ПЛУТО
$\tau \rightarrow \nu_\tau + \rho^-$ $\tau \rightarrow \nu_\tau + \geq 3$ заряженных адронов	23 28	24±9 16—32	ДАСП ДЕЛКО, МПП, ПЛУТО, СЛАК—ЛБЛ

V — A-варианте теории слабого взаимодействия. Для всех мод распада результаты эксперимента совпадают с предсказаниями теории. Это является еще одним доводом в пользу того, что  $\tau$ -частица является лептоном.

ж) Лептонное число  $\tau$ -частицы

Результаты всех измерений согласуются с представлениями о том, что  $\tau$ -частица является последовательным тяжелым лептоном с отдельно сохраняющимся лептонным числом. Было убедительно доказано, что  $\tau$ -лептон не обладает лептонным числом ни  $\mu^+$ - или  $\mu^-$ -мезона<sup>30-32</sup>, ни позитрона<sup>32</sup>. Правда, не исключено, что  $\tau$ -лептон мог бы иметь лептонное число электрона — пока мы не можем экспериментально опровергнуть эту возможность. Однако такое предположение сильно нарушает стройность теории. В частности, в этом случае распад

$$\tau^- \rightarrow e^- + \gamma,$$

который экспериментально не наблюдается, должен быть запрещен или подавлен не правилом сохранения лептонов, а каким-то совсем иным способом. Интуиция подсказывает нам, что модель последовательных тяжелых лептонов, которая уже дала множество верных предсказаний, является правильным выбором.

з) Планируемые исследования свойств  $\tau$ -лептонов

Изучение свойств  $\tau$ -лептонов продолжается не только на СПИР и ДОРИС, но и запланировано на трех новых ускорителях со встречными электрон-позитронными пучками более высокой энергии. Такими новыми центрами являются ПЕП в СЛАКЕ и ПЕТРА в ДЭЗИ, каждый с макси-

мальной суммарной энергией  $E_{\text{tot}}$  около 36 ГэВ, а также ЦЕСР в Корнелле с максимальной энергией  $E_{\text{tot}}$  около 18 ГэВ. Одной из целей этих исследований является дальнейшее изучение мод распада  $\tau$ -лептона, например, вопрос, существуют ли распады  $\tau^- \rightarrow K^- + \nu_\tau$  и отвечают ли они предсказанной для них вероятности около 1%? Или другая проблема: существование распадов  $\tau^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-$ , запрещенных моделью последовательных лептонов, но предсказываемых другими моделями.

При высоких энергиях встречных  $e^+e^-$ -пучков мы можем более детально проверить, что  $\tau$ -частица является лептоном. К этому заключению мы пришли на основе рассуждения, известного под названием «бритва Оккама \*»), т. е. подразумевая, что исследуемая заряженная частица является либо лептоном, либо адроном. Но давайте представим себе, что  $\tau$ -частица принадлежит к новому весьма необычному сорту частиц, природа которых является на 90% лептонной, а на 10% адронной. В этом случае мы могли бы ожидать, что при очень высоких энергиях 10-процентная адронная компонента  $\tau$ -частицы проявится в реакции

$$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^- + \text{адрон}.$$

Если, однако, и при очень высоких энергиях по-прежнему будет идти реакция

$$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-,$$

как это происходит при энергиях, доступных нам сейчас, то это будет дополнительным доказательством того, что  $\tau$ -частица является полноценным лептоном.

## 5. ЛЕПТОНЫ И КВАРКИ

Мне хотелось бы закончить эту статью двумя соображениями о возможном значении открытия  $\tau$ -лептонов для физики элементарных частиц. Сначала более короткое замечание. Мы никогда не умели вычислять массу элементарных частиц. Например, мы не имеем ни малейшего понятия, почему масса электрона равна 0,51 МэВ/с<sup>2</sup>. Открытие  $\tau$ -лептона, может быть, явится ключом к решению этой проблемы, поскольку теперь мы впервые знаем массы трех действительно элементарных частиц —  $e$ ,  $\mu$  и  $\tau$ . (Масса нейтрино, скорее всего, равна нулю, что мало поможет нам в наших вычислениях.)

Второе, и более пространное, замечание заключается в том, о чем уже говорилось в гл. 1, — а именно, что адроны обычно рассматриваются как сложные образования, составленные из более элементарных частиц — кварков. В этом случае кварки и лептоны можно считать двумя различными, но сходными семействами истинно элементарных частиц.

Далее, в некоторых теориях число лептонов равно числу кварков. Так, например, перед открытием  $\tau$ -лептонов были известны четыре лептона и четыре кварка:

лептоны:  $e$ ,  $\mu$ ,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,

кварки:  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$ .

Открытие  $\tau$ -лептона нарушило это соответствие. Однако оно может быть восстановлено путем следующего рассуждения. Если  $\tau$ -частица является последовательным тяжелым лептоном, то его нейтрино,  $\nu_\tau$ , также является новым, шестым лептоном. Открытие ипсилон-частицы указывает на существование пятого кварка, названного  $b$ -кварком. Если мы поверим, что

\*) Принцип «бритвы Оккама» означает, что «сущности не следует умножать без необходимости». (Прим. перев.)

имеется также шестой  $t$ -кварк, то количественное соответствие между лептонами и кварками будет восстановлено:

$$\begin{aligned} \text{лептоны: } e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \\ \text{кварки: } u, d, s, c, b, t. \end{aligned} \quad (17)$$

Многие физики, изучающие элементарные частицы, надеются, что эта замкнутая система из двенадцати простейших частиц, дополненная промежуточными бозонами  $W^\pm$  и  $Z^0$ , составляет фундаментальную основу материи \*). Кроме того, подобные замкнутые системы элементарных «конституентов» всегда имели в физике первостепенное познавательное значение. Так, например, периодическую систему элементов удалось объяснить как последовательность атомов, отличающихся различными комбинациями электронов вокруг ядра, а сотни разных атомных ядер как различные комбинации протонов и нейтронов. Если система истинно элементарных частиц действительно отвечает соотношению (17), то точно так же окажется возможным объяснить более чем сто известных нам адронов, как различные комбинации кварков. Лептоны же по-прежнему останутся относительно простым экзотическим семейством частиц с единственным тяжелым лептоном —  $\tau$ -лептоном.

Имеется и другая весьма интригующая возможность, в которой  $\tau$ -лептон открывает собой длинную, или даже бесконечную последовательность тяжелых лептонов. При этом не исключено, что такие лептоны являются истинно элементарными частицами, какими нам сейчас представляются  $e$ ,  $\mu$  и  $\tau$ .

Здесь мы столкнемся с совершенно новой для физики ситуацией: существованием многочисленных родственных объектов, свойства которых нельзя объяснить с помощью гораздо меньшего числа фундаментальных сущностей. В этом случае наши современные теоретические подходы к пониманию природы элементарных частиц потеряют силу и нам потребуются радикально новые идеи. Конечно, пока эти рассуждения сугубо предварительны и для физиков-экспериментаторов имеется лишь один выбор: необходимо выяснить, является ли  $\tau$ -частица единственным новым лептоном или лишь началом неизвестной пока последовательности тяжелых лептонов.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Perl M. L. et al. — Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1489.
2. Perl M. L. — In: Proc. of the Institute of Particle Physics International School. McGill University, Montreal. — June 1975.
3. Feldman G. J. — In: Proc. of Intern. Conference on Neutrino Physics and Neutrino Astrophysics. Purdue University, West Lafayette — 1978.
4. Wiik B. H., Wolf G. Preprint DESY 78/23. — DESY, 1978.
5. Perl M. L. — In: Proc. of 1977 Intern. Symposium on Photon and Lepton Interactions at High Energy. DESY, Hamburg. — 1977.
6. Flugge G. — In: Proc. of the 5th Intern. Conference on Experimental Meson Spectroscopy. Northeastern University, Boston. — 1977.
7. Jones L. W. — Rev. Mod. Phys., 1977, v. 49, p. 717.
8. Greenberg O. W. — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1978 (в печати).
9. Perl M. L. — Preprint SLAC-PUB-1062. — SLAC: 1972.
10. Llewellyn Smith C. H. — Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A, 1977, v. 355, p. 585.
11. Walsh T. F. — Цит. в <sup>5</sup> сб.
12. Thacker H. B., Sakurai J. J. — Phys. Lett. Ser. B, 1971, v. 36, p. 103.
13. Tsai Y. S. — Phys. Rev. Ser. D, 1971, v. 4, p. 2821.
14. Bernardini M. et al. — Nuovo Cimento, 1973, v. 17, p. 383.
15. Orito S. et al. — Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 48, p. 165.

\*) Это, конечно, некоторое упрощение. Большинство теорий требует и других частиц, таких, как, например, глюоны, которые осуществляют взаимодействие между кварками.

16. Perl M. et al.— Ibid., 1976, v. 63, p. 466.
17. Perl M.— Цит. в <sup>6</sup> сб.
18. Burmeister J. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 68, p. 301.
19. G avalli-S forza M. et al.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 558.
20. Snow G.— Ibid., p. 766.
21. Feldman G. J. et al.— Ibid., 1977, v. 38, p. 117.
22. Burmeister J. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 68, p. 297.
23. Braunshweig W. et al.— Ibid., 1976, v. 63, p. 471.
24. Brandelik R. et al.— Ibid., 1978, v. 73, p. 109.
25. Kirkby J.— Цитир. в <sup>3</sup> сб.
26. Bacino W. et al.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 13.
27. Tsai Y. S.— Phys. Rev. (в печати).
28. Tsai Y. S.— Preprint SLAC-PUB-2405.— SLAC: 1978.
29. Snops A. N. et al.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 144.
30. Murtagh M. J.— Цит. в <sup>5</sup> сб.
31. Heile F. J. et al.— Nucl. Phys. (в печати).
32. Heile F. J. et al.— Preprint SLAC-PUB-2059.— SLAC: 1977.