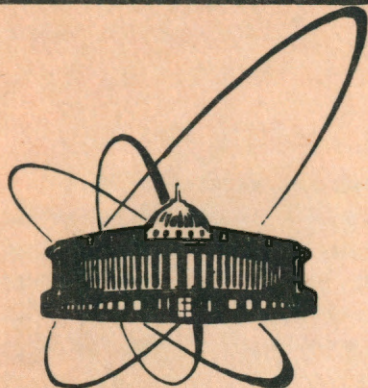


89 452



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

С 368

P1-89-452

Л.В.Сильвестров, Г.Г.Тахтамышев

ЧТО ГОВОРЯТ ЭКСПЕРИМЕНТЫ  
О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ  
НОВОЙ ЧАСТИЦЫ  
С МАССОЙ МЕНЬШЕ МАССЫ КАОНА

1989

Что говорят эксперименты о возможности существования новой частицы с массой меньше массы каона

В результате анализа двух экспериментов по распадам  $K_L$ -мезонов и пяти экспериментов по прямому рождению  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  пар ( $\ell^+\ell^-$  пары) получено указание на существование аномальных  $\ell^+\ell^-$  пар, не относящихся к известным источникам дилептонов. Массы аномальных пар ограничены величиной  $M(\ell\ell) \leq 0,38 - 0,42 \text{ ГэВ}/c$ . Предложена модель образования таких пар через промежуточную нейтральную частицу  $\kappa^0$  с массой порядка  $0,4 \text{ ГэВ}/c^2$  и распадом  $\kappa^0 \rightarrow \ell^+\ell^-n^0$ , где  $n^0$  — легкая нейтральная нерегистрируемая частица. Распад  $K_L$ -мезонов с образованием аномальных пар может быть записан как  $K_L \rightarrow \kappa^0 n^0$ , его относительная вероятность, взятая как среднее для двух экспериментов, равняется  $(3,8 \pm 1,1) \cdot 10^{-8}$ . Образование аномальных  $\ell^+\ell^-$  пар в адронных взаимодействиях возможно через инклюзивный процесс  $h + h \rightarrow \kappa^0 + \dots$ . Сечение этого процесса составляет  $\approx 10 \text{ мкб}$ . Отношение этой величины к сечениям инклюзивного рождения ближайших по массе мезонов  $K, \eta, \rho, \omega$  составляет в среднем  $(4,1 \pm 1,4) \cdot 10^{-8}$ .

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод авторов

Sil'vestrov L.V., Takhtamyshov G.G.

P1-89-452

What Experiments Say about Possibility of the New Particle Existence with Mass Less than the Kaon Mass

Analysis of data obtained in two  $K_L$ -decays experiments and five  $e^+e^-$  and  $\mu^+\mu^-$  ( $\ell^+\ell^-$  pairs) prompt production experiments indicates an anomalous  $\ell^+\ell^-$  pairs production which could not be explained by the known dilepton sources. The anomalous pairs masses are limited by the value  $M(\ell\ell) \leq 0.38 - 0.42 \text{ GeV}/c$ . The model of these pairs formation is proposed over the intermediate neutral particle  $\kappa^0$  with the mass about  $0.4 \text{ GeV}/c^2$  and the  $\kappa^0 \rightarrow \ell^+\ell^-n^0$  decay where  $n^0$  is the light unregistered neutral particle. The  $K_L$ -meson decays with the formation of the anomalous pairs can be written down as  $K_L \rightarrow \kappa^0 n^0$ . The fraction of the decay mode as the average for two experiments is equal to  $(3.8 \pm 1.1) \cdot 10^{-8}$ . The anomalous  $\ell^+\ell^-$  pairs formation in hadronic collisions is possible over the inclusive  $h + h \rightarrow \kappa^0 + \dots$  process. The cross section of this process is equal to  $\approx 10 \text{ } \mu\text{b}$ . The ratio of this value to the average inclusive production cross section of the nearest mass mesons  $K, \eta, \rho, \omega$  is equal to  $(4.1 \pm 1.4) \cdot 10^{-8}$ .

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989

Как было показано ранее<sup>/1-4/</sup> при реанализе информации, записанной на установке БИС в экспериментах по изучению полулептонных распадов  $K_L$ -мезонов<sup>/5/</sup>, получено указание на аномальное образование вне мишени  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  пар ( $\ell^+\ell^-$  пары), не объясняющееся известными фоновыми процессами. Ниже кратко излагаются основные этапы этого анализа и приводятся данные других экспериментов, подтверждающие факт аномального образования  $\ell^+\ell^-$  пар.

## 1. АНАЛИЗ ОБРАЗОВАНИЯ $\ell^+\ell^-$ ПАР НА УСТАНОВКЕ БИС

Установка, включающая магнитный спектрометр и детекторы электронов и мюонов, помещалась на пучке нейтральных частиц серпуховского ускорителя. Первоначальной целью эксперимента являлось изучение регенерации  $K_L-K_S$ -мезонов на дейтерии. Регистрировались пары заряженных частиц с вершиной в распадном объеме. Описание установки и процедуры идентификации лептонов содержится в работах<sup>/6-9/</sup>. Анализ образования  $\ell^+\ell^-$  пар включал следующие этапы.

1.1. Сравнивались распределения инвариантных масс  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  пар, идентифицированных установкой, с аналогичными распределениями  $\pi^+\pi^-$  и  $\pi\mu$  пар от распадов  $K_{e3} \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$  и  $K_{\mu3} \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$  ( $K_{\ell3}$  распады) в предположении, что пионы имеют массу покоя соответствующего лептона. Эти распады являются основным источником фона, когда  $\ell^+\ell^-$  пары имитируются за счет неправильной идентификации пионов как лептонов.

Если все идентифицированные установкой  $\ell^+\ell^-$  пары относятся к фону от  $\pi\ell$  пар, распределения  $M(\ell\ell)$  и  $M(\pi\ell)$  должны совпадать при одинаковой нормировке (о проверке этого утверждения см. п.1.3). Эти распределения приведены на рис. 1а,в. Видно, что в данном эксперименте они не совпадают: наблюдается избыток  $\ell^+\ell^-$  пар (гистограммы) относительно фона (точки) в левой части распределений и недостаток в правой. Наиболее естественно такую картину можно объяснить тем, что имеется источник  $\ell^+\ell^-$  пар, не относящийся к указанному фону и создающий избыток пар в левой части массового спектра.

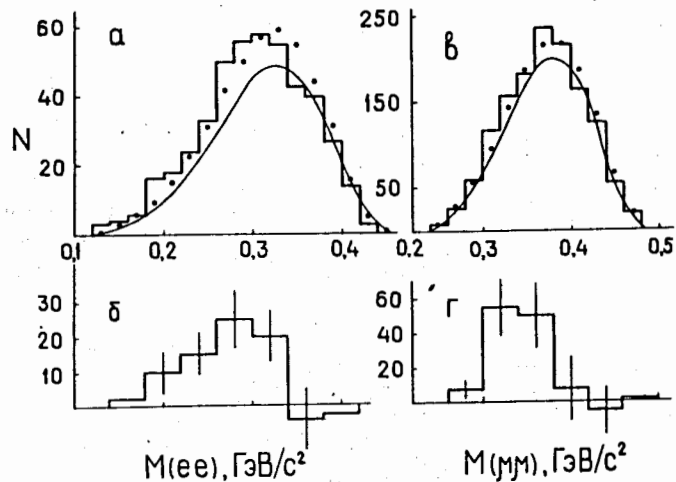


Рис. 1. а – распределение инвариантных масс  $e^+e^-$  пар, идентифицированных в экспериментах БИС (гистограмма). Точки – распределение фоновых событий, нормированное на полное число  $e^+e^-$  пар. Кривая – то же при нормировке на правую часть гистограммы. б – распределение разности между гистограммой и кривой, в, г – то же для  $\mu^+\mu^-$  пар.

Для того, чтобы выделить такие пары, применялась общепринятая в таких случаях процедура: фоновое распределение совмещалось с экспериментальным в тех бинах, где не наблюдается избытка  $l^+l^-$  пар (кривые на рис. 1а,в), а затем строилось распределение разности между гистограммой и кривой (рис. 1б,г). Практически эта процедура соответствует нормировке фона по правой части экспериментальной гистограммы. Массовые спектры избыточных пар, как следует из рисунка, ограничены величиной  $M(\Delta ee) \leq 0,34$  ГэВ/с<sup>2</sup> и  $M(\Delta\mu\mu) \leq 0,38$  ГэВ/с<sup>2</sup>.

Таблица 1

	$N(K_{e3})$	$N(ee)$	$N(\Delta ee)$	$N(K_{\mu3})$	$N(\mu\mu)$	$N(\Delta\mu\mu)$	$\frac{N(\Delta ee)}{N(K_{e3})} \cdot 10^{-3}$	$\frac{N(\Delta\mu\mu)}{N(K_{\mu3})} \cdot 10^{-3}$
БИС	27611	451	$56 \pm 14$	78000	1362	$109 \pm 28$	$2,0 \pm 0,5$	$1,4 \pm 0,3$
БЕРКЛИ	16730	75	$36 \pm 8$	12845	597	$40 \pm 40$	$2,2 \pm 0,5$	$3,1 \pm 3,1$

Левая граница приведенных спектров определяется акцептансом установки. Число избыточных пар  $N(\Delta ll)$  и другие данные, относящиеся к эксперименту, приведены в первой строке табл. 1.

1.2. Использовалась информация о  $e^+\mu^+$  парах, идентифицированных установкой. Эти пары возникают в результате фоновых процессов, когда в  $K_{e3}$  распадах пион неправильно идентифицируется как мюон, а в  $K_{\mu3}$  распадах пион неправильно идентифицируется как электрон. Если предположить, что все идентифицированные установкой  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  и  $e^+\mu^+$  пары обусловлены неправильной идентификацией пионов из  $\pi l$  пар, тогда число  $e^+\mu^+$  пар можно рассчитать из соотношения:

$$N(e\mu)_1 = N(\pi\mu) \frac{N(ee)}{N(\pi e)} + N(\pi e) \frac{N(\mu\mu)}{N(\pi\mu)}. \quad (1)$$

Здесь  $N$  обозначает число событий.

Если же часть  $l^+l^-$  пар  $N(\Delta ee)$  и  $N(\Delta\mu\mu)$  не относится к указанному фону, тогда соотношение (1) запишется в виде:

$$N(e\mu)_2 = N(\pi\mu) \frac{N(ee) - N(\Delta ee)}{N(\pi e)} + N(\pi e) \frac{N(\mu\mu) - N(\Delta\mu\mu)}{N(\pi\mu)}. \quad (2)$$

Для проверки этих соотношений отбирались события, в которых каждая частица пары попадала в апертуру и детектора электронов и детектора мюонов, при этом импульсы частиц ограничивались величиной 9-16 ГэВ/с, где идентификация электронов производится наиболее уверенно. Для этих событий определялось число избыточных пар  $N(\Delta ee)$  и  $N(\Delta\mu\mu)$  методом, изложенным в п.1.1. Затем рассчитывались значения  $N(e\mu)_1$  и  $N(e\mu)_2$  и сравнивались с экспериментальным числом  $N(e\mu)_{\text{эксп}} = 700$ . Для соотношения (1) разность между расчетным и экспериментальным числом  $e^+\mu^+$  пар составила  $177 \pm 41$ , для соотношения (2) –  $34 \pm 41$ . Видно, что для случая нулевой гипотезы (отсутствие избыточных  $l^+l^-$  пар) эта разность выходит за четырехкратную ошибку, что соответствует уровню достоверности порядка  $10^{-4}$ .

Таким образом, данный метод дает независимую проверку существования избыточных  $l^+l^-$  пар в дополнение к методу, основанному на анализе массовых спектров  $\pi l$  и  $l^+l^-$  пар.

На рис. 2а приведено распределение инвариантных масс  $e^+\mu^+$  пар, идентифицированных установкой (гистограмма). Точками обозначено распределение  $M(e\mu)$ , рассчитанное исходя из соотношения (1) и массо-

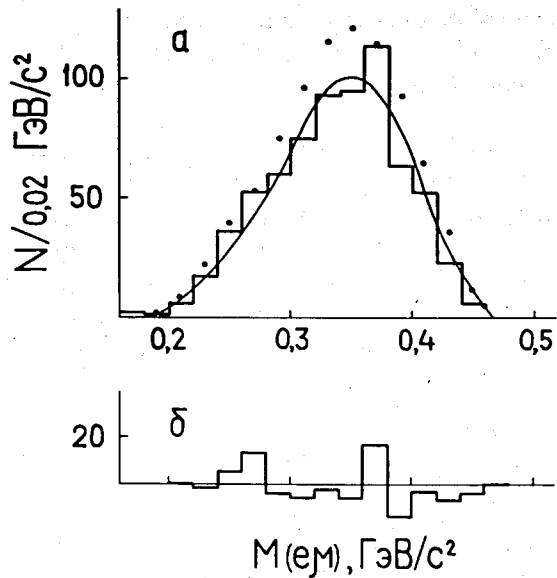


Рис. 2. а — распределение инвариантных масс  $e^+\mu^+$  пар, идентифицированных в эксперименте БИС, и расчетные распределения этих величин. Пояснения даны в тексте. б — разность между гистограммой и кривой.

вых спектров  $\pi e$  и  $\pi \mu$  пар. Кривая получена из соотношения (2). Видно, что между гистограммой и кривой не имеется значимого различия. В качестве иллюстрации на рис. 2б показано распределение разности между ними.

Это свидетельствует о том, что в данном эксперименте не наблюдается  $e^+\mu^+$  пар, превышающих уровень фона.

1.3. Проводилось моделирование  $e^+\ell^-$  пар с целью проверки того, не обусловлены ли наблюдаемые в эксперименте избыточные пары либо методическими эффектами, либо другими известными фоновыми процессами, кроме  $K_{\ell 3}$  распадов. Моделирование  $e^+\ell^-$  пар, сделанное в предположении, что все они являются результатом неправильной идентификации пионов в  $K_{\ell 3}$  распадах, не показало какого-либо избытка дилептонных пар по отношению к фону. На этом этапе использовались магнитные ленты с записью моделированных  $K_{\ell 3}$  распадов для работ /5/. Моделировались также другие известные источники фона: распады  $K_L$ -мезонов, кроме рассмотренных выше,  $K_S$ -мезонов, возникающих при регенерации  $K_L-K_S$ , а также  $e^+\ell^-$  пары, образующиеся при взаимодействии нейтронов пучка с ядрами гелия в распадном объеме. Было найдено, что вклад этих источников в число избыточных  $e^+\ell^-$  пар не превышает 15% для  $e^+e^-$  пар и 8% для  $\mu^+\mu^-$  пар.

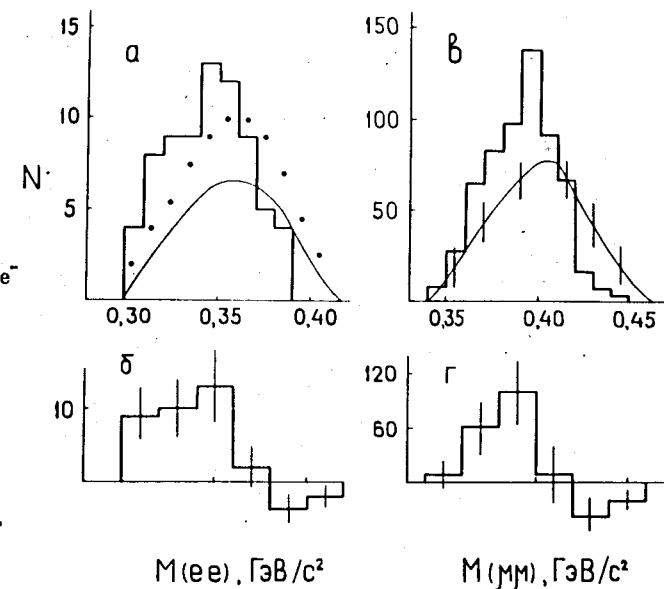
Сравнение распределений Z-координат вершин  $e^+\ell^-$  пар (Z-координата соответствует продольной оси установки) для экспериментальных и моделированных событий позволяет заключить, что наиболее вероятным источником избыточных пар являются распады  $K_L$ -мезонов (либо распады другой долгоживущей нейтральной частицы с близкой массой).

## 2. ИЗУЧЕНИЕ $e^+\ell^-$ ПАР В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С НЕЙТРАЛЬНЫМИ КАОНАМИ ГРУППЫ БЕРКЛИ

На бэватроне (Беркли) с помощью магнитного спектрометра регистрировались распады  $K_L$ -мезонов с импульсами 0,8-3,2 ГэВ/с<sup>10/</sup>. Пары  $e^+\ell^-$  изучались с целью поиска предполагаемого в модели /11/  $\chi^0$ -мезона. Электроны идентифицировались по черенковскому излучению в газовых счетчиках, мюоны — по длине пробега в калориметре, содержащем тормозной блок из углерода и расположенные за ним слои железа и сцинтиллятора. В работе даны графики распределений инвариантных масс  $e^+\ell^-$  пар, идентифицированных установкой, а также аналогичные графики для  $\pi e$  и  $\pi \mu$  пар от  $K_{e3}$  и  $K_{\mu 3}$  распадов в предположении, что все пионы в этих распадах неправильно идентифицируются как соответствующие лептоны.

Так же, как в экспериментах БИС, большая часть  $e^+\ell^-$  пар объясняется неправильной идентификацией пионов в  $\pi \ell$  парах. На рис. 3а приведены распределения  $M(ee)$  (гистограмма) и  $M(\pi e)$  (точки), пересчитанные с графиков, приведенных в цитируемой статье. Нами были укрупнены бины, и число  $\pi e$  пар нормировано на полное число  $e^+e^-$  пар. Видно, что картина повторяет ту, что приведена на рис. 1а: наблюдается недостаток  $e^+e^-$  пар относительно фонового распределения в его правой части и избыток в левой. Для выделения избыточных  $e^+e^-$  пар применялась процедура, описанная в п.1.1: фоновое распределение нормировалось по правой части гистограммы (на рисунке показано кривой), а за

Рис. 3. Распределение инвариантных масс  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  пар, идентифицированных в эксперименте Беркли. Обозначения те же, что на рис. 1. Кривая на рис. 3в получена нами методом моделирования  $K_{\mu 3}$  распадов в этом эксперименте.





тем строилось распределение разности между ними (рис. 36). Как видно из рисунка, массовый спектр избыточных  $e^+e^-$  пар ограничен величиной  $M(\text{Дев}) \leq 0,36 \text{ ГэВ}/c^2$ .

Коэффициент неправильной идентификации мюонов в экспериментах Беркли был значительно больше, чем в экспериментах БИС, что связано с более низкой энергией пучка  $K_L$ -мезонов на бэватроне. Для расчета этого коэффициента нами было проведено моделирование  $K_{\mu 3}$  распадов на основе тех данных об установке и пучке  $K_L$ -мезонов, которые содержатся в статье. В качестве реперного было принято распределение инвариантных масс  $\pi\mu$  пар, приведенное авторами. Параметры моделирующей программы корректировались так, чтобы распределение  $M(\pi\mu)$  для моделированных и экспериментальных событий согласовывалось. Затем были получены импульсные распределения пионов и мюонов, и на их основе рассчитаны длины пробегов в калориметре и доля распадов  $\pi \rightarrow \mu\nu$  в пределах установки. Распределение инвариантных масс  $\mu^+\mu^-$  пар от неправильной идентификации  $\pi\mu$  пар, полученное при моделировании, обозначено кривой на рис. 3в. Гистограмма на этом рисунке дает массовый спектр  $\mu^+\mu^-$  пар, идентифицированных установкой.

На рис. 3г дано распределение разности между гистограммой и кривой, которое соответствует массовому спектру избыточных  $\mu^+\mu^-$  пар. Этот спектр ограничен величиной  $M(\Delta\mu\mu) \leq 0,40 \text{ ГэВ}/c^2$ .

Описанная процедура моделирования является первым приближением, к тому же подробности идентификации мюонов в статье не приводятся, поэтому при определении количества избыточных  $\mu^+\mu^-$  пар систематическая ошибка имеет тот же порядок, что и сам эффект. Число избыточных пар  $N(\Delta\ell\ell)$  в экспериментах БИС и Беркли, а также число всех идентифицированных  $\ell^+\ell^-$  пар,  $K_{\ell 3}$  распадов и отношение

$$R = \frac{N(\Delta\ell\ell)}{N(K_{\ell 3})} \text{ приведены во второй строке табл. 1.}$$

Отношение  $R$  согласуется для обоих экспериментов. Вместе с тем фактом, что границы массовых спектров избыточных  $\ell^+\ell^-$  пар в обоих случаях совпадают в пределах  $20 \text{ МэВ}/c^2$ , это свидетельствует о неслучайном характере наблюдаемого эффекта.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ ВОЗМОЖНЫХ МОДЕЛЕЙ ОБРАЗОВАНИЯ АНОМАЛЬНЫХ $\ell^+\ell^-$ ПАР

3.1. Моделирование возможных источников  $\ell^+\ell^-$  пар в экспериментах БИС подробно описано в <sup>2,3/</sup>. Поскольку распадный объем заполнялся гелием, были рассмотрены все процессы возникновения

$\ell^+\ell^-$  пар при неупругих взаимодействиях нейтронов пучка с ядрами гелия, и найдено, что их вклад не превышает 5% от наблюдаемого числа избыточных (аномальных)  $\ell^+\ell^-$  пар. В экспериментах Беркли 87% статистики набиралось тогда, когда в распадном объеме был вакуум. Отсюда следует, что наиболее вероятным источником аномальных лептонных пар в обоих экспериментах являются распады  $K_L$ -мезонов.

Для моделирования возможных источников  $\ell^+\ell^-$  пар в эксперименте Беркли нами применялась программа, описанная в предыдущем разделе.

Вид массовых спектров аномальных  $\ell^+\ell^-$  пар — приблизительно "колоколообразная" форма с верхней границей масс около  $0,38-0,40 \text{ ГэВ}/c^2$  — указывает на то, что в распаде должны присутствовать одна или несколько нейтральных частиц, уносящих недостающую энергию  $\approx 0,10-0,12 \text{ ГэВ}/c^2$ . Простейшая схема такого распада:



где  $X^0$  обозначает нейтральную нерегистрируемую частицу с массой порядка недостающей энергии.

Более сложные схемы включают промежуточные заряженные или нейтральные частицы  $X^+, X^-, X^0$ :



Обозначение  $n^0$  относится к нейтральной безмассовой (или почти безмассовой) частице.

При моделировании распадов (3)-(5) в экспериментах БИС и Беркли требовалось, чтобы распределения инвариантных масс  $\ell^+\ell^-$  пар согласовывались с аналогичным распределением для аномальных пар. Подгоночным параметром являлась масса  $X$ -частиц  $M(X)$ . Она приведена в табл. 2 вместе с относительной вероятностью распадов по каналам с образованием  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  пар и их сумме, которые рассчитывались из соотношения:

$$B_{\ell\ell} = \frac{N(\Delta\ell\ell) \eta(K_{\ell 3})}{N(K_{\ell 3}) \epsilon(\ell\ell)}$$

Здесь  $N$  — число событий,  $\eta(K_{\ell 3})$  — относительная вероятность  $K_{e3}$  и  $K_{\mu 3}$  распадов,  $\epsilon(\ell\ell)$  — эффективность регистрации  $\ell^+\ell^-$  пар, полученная при моделировании. Значения  $B_{\ell\ell}$  не противоречат имеющейся неопределенности в измерении парциальных ширин известных мод распада  $K_L$ -мезонов <sup>/12/</sup>.

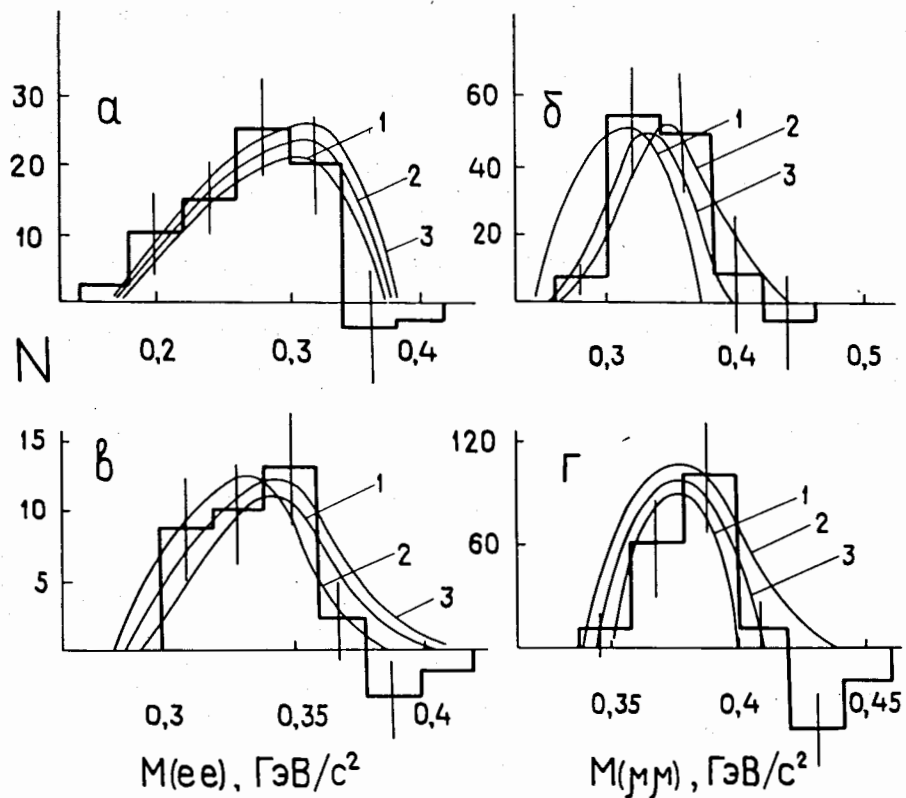


Рис. 4. Распределение инвариантных масс аномальных (избыточных) пар в эксперименте БИС (а и б) и в эксперименте Беркли (в и г). Кривые 1,2,3 относятся к моделям распада, обозначенным в тексте как (3), (4) и (5).

Таблица 2

МО-ДЕЛЬ	Б И С			Б Е Р К Л И				
	$M(X)$ ГэВ/с <sup>2</sup>	$B_{ee}$ $\times 10^{-3}$	$B_{\mu\mu}$ $\times 10^{-3}$	$B_{\ell\ell}$ $\times 10^{-3}$	$M(X)$ ГэВ/с <sup>2</sup>	$B_{ee}$ $\times 10^{-3}$	$B_{\mu\mu}$ $\times 10^{-3}$	$B_{\ell\ell}$ $\times 10^{-3}$
(3)	0,13	2,5±0,6	0,90±0,24	3,4±0,6	0,11	1,6±0,3	1,3±1,3	2,9±1,3
(4)	0,20	2,2±0,5	0,75±0,20	2,9±0,5	0,20	3,0±0,6	1,6±1,5	4,5±1,6
(5)	0,40	4,4±1,0	0,87±0,23	5,3±1,0	0,42	1,2±0,26	1,2±1,2	2,4±1,2

На рис. 4 приведены распределения инвариантных масс аномальных  $\ell^+\ell^-$  пар в экспериментах БИС и Беркли (гистограммы). Кривые 1,2,3 показывают аналогичные распределения моделированных  $\ell^+\ell^-$  пар в распадах (3) - (5) при значениях масс  $M(X)$ , указанных в табл. 2. Результаты моделирования практически не меняются, если  $\pi^0$  приписать массу от нуля до нескольких МэВ/с<sup>2</sup>. Разумно считать, что эта масса должна быть меньше двух электронных. Как видно из рисунка, распределения  $M(\ell\ell)$  для всех трех моделей согласуются в пределах ошибок. Чтобы выбрать одну из них, нужно привлечь данные других экспериментов.

3.2. В схеме (3) наиболее простой была бы интерпретация  $X^0$  как  $\pi^0$ -мезона. Однако прямые измерения таких распадов дают их относительную вероятность  $B(K_L \rightarrow e^+e^-\pi^0) < 2,3 \cdot 10^{-6}$  и  $B(K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^0) < 1,2 \cdot 10^{-6}$ <sup>/12/</sup>. Эти цифры противоречат величине  $B_{\ell\ell}$  для схемы (3).

Поиск проникающих частиц с ненулевой массой типа  $X^0$  в схеме (3) проводился в распадах заряженных каонов. В работе <sup>/13/</sup> изучались распады  $K^+ \rightarrow \pi^+ X^0$ . Каоны останавливались в тонких слоях сцинтиллятора, искали дискретные линии в энергетических спектрах  $\pi^+$  мезонов. Таких событий не было обнаружено, в частности, в области масс  $M(X^0) \approx 100 - 150$  МэВ/с до уровня относительной вероятности  $10^{-5}$ .

К этому же типу экспериментов относятся поиски тяжелого нейтрино  $\nu_H$  в распадах  $K^+ \rightarrow e^+\nu_H$  и  $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_H$ <sup>/14/</sup>. Для относительной вероятности распада в области масс  $M(\nu_H) \approx 100 - 150$  МэВ/с<sup>2</sup> получен предел  $1,4 \cdot 10^{-7}$ .

Таким образом, имеющиеся экспериментальные данные не подтверждают существования моды распада (3) на уровне относительной вероятности, указанной в табл. 2.

Рассмотрим распад (4). Из того факта, что в экспериментах БИС не наблюдалось  $e^{\pm}\mu^{\mp}$  пар, кроме фоновых от  $K_{L3}$  распадов, следует, что промежуточные  $X^+X^-$  частицы в данном распаде должны иметь одинаковое лептонное число и рождаться парами. Это исключает их рождение в распадах заряженных каонов  $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}X^+X^-$ , так как суммарная масса  $M(X^+) + M(X^-) = 0,4 \text{ ГэВ}/c^2$  превышает разность масс  $M(K) - M(\pi)$ . Действительно, не было обнаружено распадов заряженных каонов, содержащих в конечном состоянии пион, дилептонную пару и одну или больше нейтральных частиц (здесь и далее мы не будем рассматривать случаи, когда  $\ell^+\ell^-$  пары рождаются за счет внутренней конверсии фотонов).

Поиски короткоживущих заряженных частиц типа  $X^{\pm}$ , распадающихся на заряженный лептон и одну или две нейтральные частицы, проводились в нескольких экспериментах на ускорителях с встречными  $e^+e^-$  пучками. В наиболее простом случае, когда пара заряженных частиц рождается через аннигиляцию виртуального фотона, сечение их рождения связано с сечением рождения  $\mu^+\mu^-$  пар  $\sigma(\mu\mu)$ :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow (\gamma) \rightarrow X^+X^-) = \sigma(\mu\mu)\beta^3/4 \text{ для скаляров} \quad (6)$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow (\gamma) \rightarrow X^+X^-) = \sigma(\mu\mu)\beta(3-\beta^2)/2 \text{ для фермионов} \quad (7)$$

Здесь  $\beta$  относится к X-частицам.

При массе  $M(X^{\pm}) \approx 0,2 \text{ ГэВ}/c^2$  и энергии встречных пучков порядка 30 ГэВ, достигнутой на современных ускорителях, величина  $\beta$  практически равна единице, и рождение  $X^+X^-$  пар могло бы быть обнаружено по увеличению выхода  $\ell^+\ell^-$  пар, соизмеримому с величиной  $\sigma(\mu\mu)$ , либо по измерению некомпланарности таких пар. Имеющиеся экспериментальные результаты не дают доказательств существования искомым частиц до границы масс  $M(X^{\pm}) \leq 20 - 25 \text{ ГэВ}/c^2$  на 95% у.д.<sup>/15/</sup>, то есть не согласуются с возможностью существования схемы распада (4).

Модель распада (5) предполагает существование короткоживущей нейтральной частицы с массой 0,40-0,42 ГэВ/ $c^2$  (обозначим ее символом "каппа"  $\kappa^0$ ), распадающейся по схеме  $\kappa^0 \rightarrow \ell^+\ell^-\pi^0$ . Так же, как и в предыдущем случае, запрещен распад заряженных каонов по схеме  $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\kappa^0$ , поскольку масса  $\kappa^0$  превышает разность масс  $M(K) - M(\pi)$ . Что касается распадов более тяжелых частиц, то известны эксперименты на встречных  $e^+e^-$  пучках по поиску  $\ell^+\ell^-$  пар при распаде адронов, содержащих с- и b-кварки. Не было обнаружено таких пар, превышающих величину расчетного фона<sup>/16/</sup>.

На встречных  $e^+e^-$  пучках также проводились поиски прямого рождения нейтральных частиц, распадающихся на пару заряженных лептонов и одну или несколько нейтральных частиц. Распады такого типа рассматриваются, например, в модели нестандартных хиггсовских бозонов (или их суперпартнеров хиггсино), где предполагается существование двух нейтральных бозонов — скаляра и псевдоскаляра  $h_1^0 h_2^0$ , один из которых может быть легким и стабильным. Они могут рождаться через виртуальный  $Z^0$ -бозон:

$$e^+e^- \rightarrow (Z^0) \rightarrow h_1^0 h_2^0 \quad \text{с распадом} \quad h_2^0 \rightarrow \ell^+\ell^- h_1^0. \quad (8)$$

Сечение рождения  $\sigma(h_1^0 h_2^0)$  записывается по аналогии с выражением (6), где вместо  $\sigma(\mu\mu)$  подставляется сечение рождения пары нейтрино-антинейтрино  $\sigma(\nu\bar{\nu})$ . Событий типа (8) не было найдено, однако топология распадов в данном случае такова, что массы  $h_2^0$  меньше 1 ГэВ/ $c^2$  не регистрируются существующими детекторами при энергиях встречных пучков  $\approx 30-40 \text{ ГэВ}$ <sup>/15/</sup>.

Таким образом, известные экспериментальные данные не опровергают возможности существования  $\kappa^0$  и схемы распада (5).

#### 4. АНАЛИЗ ПРЯМОГО РОЖДЕНИЯ $\ell^+\ell^-$ ПАР В АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Эксперименты такого типа известны с 1970 года. Было найдено, что сечение рождения прямых  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  пар приблизительно одинаково и слабо зависит от типа взаимодействующих адронов. Массовый спектр прямых  $\ell^+\ell^-$  пар имеет вид спадающей кривой, и для области масс больше массы  $\rho, \omega$  мезонов удовлетворительно описывается моделью Дрела — Яна, рассматривающей аннигиляцию партонов и антипартонов в виртуальные фотоны с их последующей конверсией в  $\ell^+\ell^-$  пары. Однако для малых поперечных импульсов  $P_T < 1 \text{ ГэВ}/c$  и масс меньше 0,6 ГэВ/ $c^2$  наблюдается аномальное рождение  $\ell^+\ell^-$  пар, превышающее вклад от известных процессов: модели Дрела — Яна и трехчастичных распадов  $\eta, \omega$  мезонов.

4.1. Наиболее информативный эксперимент по изучению прямого рождения  $\mu^+\mu^-$  пар выполнен на пучке 15,5 ГэВ/ $c$   $\pi^+$ -мезонов ускорителя SLAC<sup>/18/</sup>. Использовалась двухметровая стримерная камера с жидководородной мишенью в чувствительном объеме. Мюоны идентифицировались с помощью внешнего детектора, состоящего из слоев свинца и расположенных между ними сцинтилляционных годоскопов и проволочных камер.



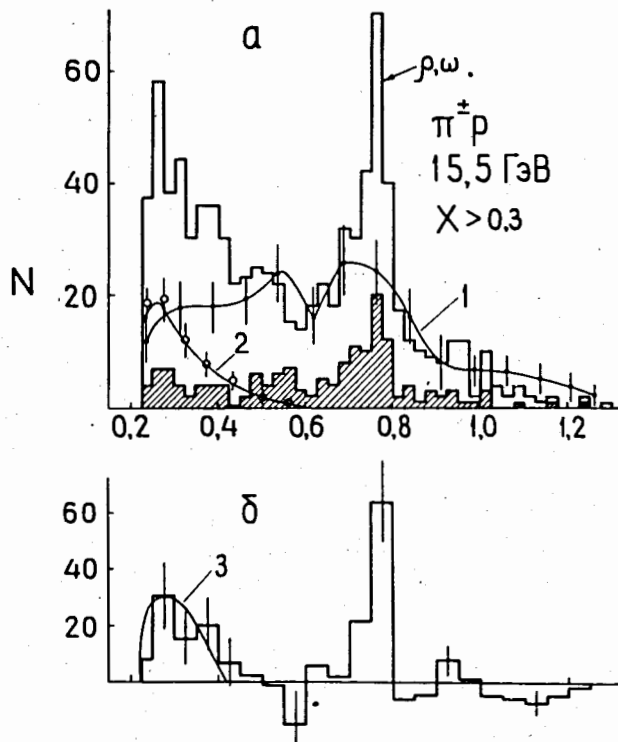


Рис. 5. а – распределение инвариантных масс прямых  $\mu^+\mu^-$  пар в эксперименте  $^{18}$  (светлая гистограмма). Другие пояснения даны в тексте. б – распределение  $M(\mu\mu)$  после вычитания кривых 1 и 2. Кривая 3 – результат моделирования процесса (9).

Распределение инвариантных масс всех  $\mu^+\mu^-$  пар приведено на рис. 5а (гистограмма). В интервале масс 0,7-0,8 ГэВ/с<sup>2</sup> виден четкий пик от распадов  $\rho, \omega \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Для сравнения в эксперименте измерялись также инвариантные массы  $\pi^+\pi^-$  пар в предположении,

что пионы имеют массу покоя мюонов (кривая 1 на рисунке). Кривая 2 показывает вклад  $\mu^+\mu^-$  пар от далитц-распадов  $\eta \rightarrow \mu^+\mu^- \gamma$  и  $\omega \rightarrow \mu^+\mu^- \pi^0$ , рассчитанный авторами эксперимента.

Сравнивая массовые распределения мюонных и пионных пар, можно видеть, что распределение  $M(\mu\mu)$  в общих чертах повторяет распределение  $M(\pi\pi)$  за исключением двух областей: области масс  $\rho, \omega$  и области масс  $\leq 0,42$  ГэВ/с<sup>2</sup>. Это хорошо видно на рис. 5б, где приведено распределение  $M(\mu\mu)$  после вычитания распределения  $M(\pi\pi)$  и далитц-распадов  $\eta, \omega$ . Таким образом, массовое распределение прямых  $\mu^+\mu^-$  пар является суперпозицией трех распределений, каждое из которых имеет свой механизм образования:

- $\mu^+\mu^-$  пары от двух- и трехчастичных распадов известных мезонных резонансов;
- пары нерезонансного происхождения (континуум), повторяющие форму континуума  $\pi^+\pi^-$  пар;
- $\mu^+\mu^-$  пары в области масс  $2M_\mu \leq M(\mu\mu) \leq 0,42$  ГэВ/с<sup>2</sup>, происхождение которых не объясняется двумя первыми механизмами.

Далее будем называть их "Аномальные дилептоны малой массы" (АДММ).

В эксперименте измерялись все вторичные заряженные частицы, сопровождающие рождение  $\mu^+\mu^-$  пар. Кинематическая реконструкция событий позволяет определить, родились ли во взаимодействии одна или больше нейтральных частиц. На рис. 5а заштрихованная гистограмма относится к такой выборке событий с  $\mu^+\mu^-$  парами, когда во взаимодействии либо не имеется нейтральных частиц, либо есть одна такая частица. В этом случае не наблюдается избытка  $\mu^+\mu^-$  пар в области масс  $\leq 0,42$  ГэВ/с<sup>2</sup>. Иными словами, эффект АДММ появляется только в том случае, когда при этом рождаются по крайней мере две нейтральные частицы.

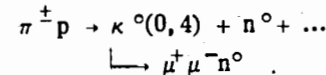
Как было показано в предыдущих разделах, подобные же характеристики имеет модель распада  $K_L$ -мезонов (5): массы аномальных  $l^+l^-$  пар ограничены величиной  $\leq 0,40$  ГэВ/с<sup>2</sup>, и в конечном состоянии имеются две нейтральные частицы. Для конкретного сопоставления этих экспериментов нами проведено моделирование образования АДММ для цитируемой работы, на основе сведений об установке и кинематических распределениях  $\mu^+\mu^-$  пар, которые приводятся авторами. На первом этапе разыгрывалось инклюзивное рождение  $\eta$  и  $\omega$  мезонов с последующим распадом  $\eta \rightarrow \mu^+\mu^- \gamma$  и  $\omega \rightarrow \mu^+\mu^- \pi^0$ , и параметры моделирующей программы корректировались так, чтобы суммарное распределение  $M(\mu\mu)$  согласовывалось с кривой 2 (светлые точки на рис. 5а). Затем в этой же модели разыгрывался инклюзивный процесс



В скобках указано округленное значение массы  $\kappa^0$ .

Полученное в этой модели распределение  $M(\mu\mu)$  показано на рис. 5б (кривая 3). В пределах ошибок кривая согласуется с массовым распределением АДММ. Сечение рождения АДММ,  $\sigma(\Delta\mu\mu)$ , рассчитанное по данным авторов, приведено в первой строке табл. 3 вместе с числом АДММ  $N(\Delta\mu\mu)$  и основными характеристиками эксперимента.

Поскольку рождение АДММ сопровождается образованием по крайней мере двух нейтральных частиц, был смоделирован процесс инклюзивного рождения  $\kappa^0$  в паре с еще одной легкой нейтральной частицей:



Не было замечено влияния второй нейтральной частицы на массовый спектр  $\mu^+\mu^-$  пар и на эффективность их регистрации установкой.

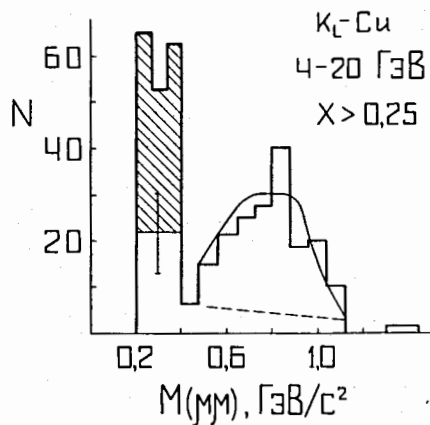
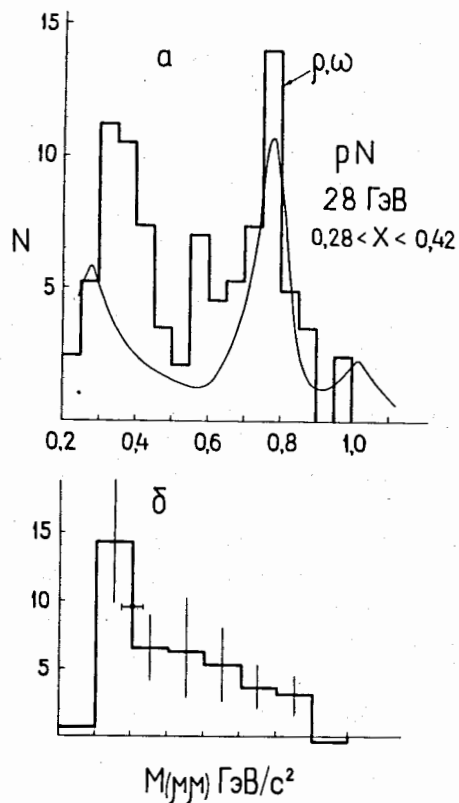


Рис. 6. Распределение инвариантных масс прямых  $\mu^+\mu^-$  пар в эксперименте <sup>19/</sup>. Пояснения даны в тексте.

Рис. 7. а — распределение инвариантных масс прямых  $\mu^+\mu^-$  пар, исправленное на акцептанс установки, в эксперименте <sup>20/</sup> (гистограмма). Кривая показывает вклад от двух- и трехчастичных распадов  $\eta, \rho, \omega$  мезонов. б — распределение разности между гистограммой и кривой.



Рассмотрим еще два эксперимента по прямому рождению  $\mu^+\mu^-$  пар. На ускорителе SLAC пучок  $K_L$ -мезонов с импульсами 4-20 ГэВ/с взаимодействовал с медной мишенью. Установка содержала магнитный спектрометр на проволочных искровых камерах и два поглотителя — в начале и конце спектрометра <sup>19/</sup>. Распределение  $M(\mu\mu)$  после вычитания неправильно идентифицированных мюонных пар приведено на рис. 6 (гистограмма). Заштрихованная область показывает рассчитанный авторами минимальный вклад  $\mu^+\mu^-$  пар от распадов каонов, конверсии фотонов в веществе до магнита и от далитц-распадов  $\eta$  и  $\omega$  мезонов. Кривая — результат расчета вклада от распадов  $\rho, \omega, \phi$  мезонов на два мюона. Пунктирная линия проведена нами и дает предполагаемый вклад  $\mu^+\mu^-$  пар нерезонансного происхождения.

На брукхейвском ускорителе протоны с импульсом 28 ГэВ/с взаимодействовали с активной мишенью-сцинтиллятором. Мюоны идентифицировались с помощью калориметра, содержащего слой же-

леза, сцинтиллятора и пропорциональные камеры <sup>20/</sup>. На рис. 7 показано распределение инвариантных масс  $\mu^+\mu^-$  пар (гистограмма), вклад от распадов известных мезонов (кривая) и распределение разности между ними.

Как видно из этих рисунков, в обоих экспериментах также можно выделить три механизма образования димюонов: распады известных мезонов (обозначены кривыми), нерезонансные  $\mu^+\mu^-$  пары или континуум (область масс больше 0,4 ГэВ/с<sup>2</sup>) и аномальные димюоны малой массы с  $M(\mu\mu) \leq 0,4$  ГэВ/с<sup>2</sup>, число которых в два-три раза превышает уровень континуума.

Хотя в данном случае не проводилось моделирования процесса (9), массовые спектры АДММ не противоречат предположению о том, что они обязаны этому процессу. Число пар, превышающее континуум, и сечение их рождения на нуклон приведены в табл. 3.

Имеется несколько экспериментов по изучению прямых  $\mu^+\mu^-$  пар при больших энергиях. Ближайший по энергии эксперимент сделан при взаимодействии  $\pi^+$ -мезонов 150 ГэВ/с с протонами <sup>21/</sup>. С ростом энергии механизм Дрела — Яна начинает работать в области меньших масс дилептонов, кроме того, становится существенным вклад  $e^+e^-$  пар от полулептонных распадов очарованных частиц, поэтому область АДММ при этих энергиях не удастся выделить.

4.2. Информация о рождении прямых  $e^+e^-$  пар значительно беднее, чем о  $\mu^+\mu^-$  парах. Кроме нескольких экспериментов в пузырьковых камерах с малым числом событий, есть две работы с достаточно большой статистикой, выполненные на магнитных спектрометрах.

На многочастичном спектрометре брукхейвской лаборатории регистрировались  $e^+e^-$  пары, рожденные во взаимодействии  $\pi^-$ -мезонов 17 ГэВ/с с протонами <sup>22/</sup>. Пары электронов идентифицировались с помощью детекторов переходного излучения и двух ливневых спектрометров — переднего (А-пары) и бокового (В-пары). На рис. 8а показано распределение инвариантных масс А-пар (гистограмма). Так же, как в экспериментах с прямыми  $\mu^+\mu^-$  парами, в массовом спектре  $e^+e^-$  пар наблюдается два "горба": в области малых масс и в области 0,5-0,8 ГэВ/с<sup>2</sup>. Заштрихованная область относится к распадам  $\rho, \omega \rightarrow e^+e^-$  с учетом их ширины, аппаратного разрешения по массе и потери энергии электронами в жидководородной мишени. Пунктирная линия дает вклад нерезонансных  $e^+e^-$  пар ("линейный фон" по терминологии авторов). Кривая 1 — вклад от далитц-распадов  $\eta \rightarrow e^+e^- \gamma$  и  $\omega \rightarrow e^+e^- \pi^0$ . На рис. 8б гистограмма показывает распределение разности  $M(ee)$  после вычитания вклада от двух- и трехчастичных распадов  $\eta, \rho, \omega$  мезонов и нерезонансного фона.

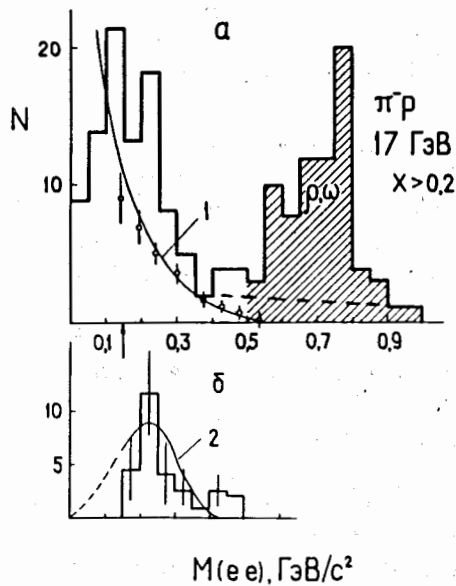


Рис. 8. а – распределение инвариантных масс прямых  $e^+e^-$  пар в эксперименте <sup>/22/</sup>. б – распределение  $M(ee)$  после вычитания пар от распадов известных мезонов и нерезонансного фона. Стрелка показывает границу обрезания масс для исключения распадов  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ . Кривая 2 – результат моделирования процесса (10) для данного эксперимента. Пояснения в тексте.

Нами проводилось моделирование данного эксперимента на основе тех сведений, которые содержатся в статье. На первом этапе разыгрывалось инклюзивное рождение  $\eta, \omega$  мезонов и были получены распределения  $M(ee)$  от их далитц-распадов. Параметры моде-

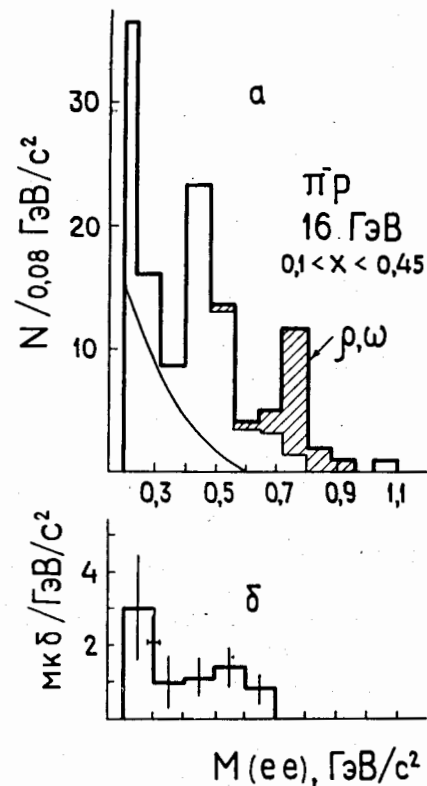
лирующей программы корректировались так, чтобы сумма этих распределений согласовывалась с кривой 1 (светлые кружки на рис. 8а). Затем при этих параметрах разыгрывался инклюзивный процесс:



Полученный массовый спектр  $M(ee)$  показан кривой 2 на рис. 8б. Видно, что в пределах ошибок он согласуется с массовым спектром аномальных  $e^+e^-$  пар.

Второй эксперимент был выполнен на ускорителе SLAC <sup>/23/</sup>.  $\pi^-$ -мезоны с импульсом 16 ГэВ/с взаимодействовали с протонами. Прямые  $e^+e^-$  пары регистрировались широкоапертурным спектрометром LASS. Электроны идентифицировались с помощью двух газовых черенковских счетчиков и ливневого детектора. Распределение их инвариантных масс показано на рис. 9а. Массы меньше 0,2 ГэВ/с<sup>2</sup> обрезались с целью исключения  $e^+e^-$  пар от конверсии фотонов в мишени и от далитц-распадов  $\pi^0$ -мезонов. Заштрихованная область относится к распадам  $\rho, \omega \rightarrow e^+e^-$ , кривая дает вклад далитц-распадов  $\eta, \omega$  мезонов. На рис. 9б показана зависимость сечения рождения  $e^+e^-$  пар от их массы для тех событий, которые остались после вычитания вклада двух- и трехчастичных распадов  $\eta, \rho, \omega$  мезонов.

Рис. 9. а – распределение инвариантных масс прямых  $e^+e^-$  пар в эксперименте <sup>/23/</sup>. б – распределение  $d\sigma(ee)/dM$ , полученное после вычитания вклада от двух- и трехчастичных распадов  $\eta, \rho, \omega$  мезонов. Значком  $\uparrow$  указано разрешение по массе.



Так же, как в случае с  $\mu^+\mu^-$  парами, на рис. 8 и 9 можно выделить три области с различными механизмами образования  $e^+e^-$  пар: распады известных мезонов (заштрихованная область и кривые), нерезонансные  $e^+e^-$  пары или континуум (пунктир на рис. 8а и плато на рис. 9б) и аномальные диэлектроны с  $M(ee) \leq 0,35$  ГэВ/с<sup>2</sup>.

Хотя для эксперимента <sup>/23/</sup> моделирование процесса (10) не производилось, из рис. 9б видно, что массовый спектр АДММ не противоречит этому процессу. Число аномальных  $e^+e^-$  пар  $N(\Delta ee)$  и сечение их рождения на нуклон  $\sigma(\Delta ee)$  даны в табл. 3 для обоих экспериментов.

4.3. Приведенные в табл. 3 сечения рождения АДММ относятся к разным интервалам  $\Delta X_F$ . Кроме того, в работе <sup>/22/</sup> получено значение  $\sigma(\Delta ee)$  для четырех интервалов  $\Delta X_F$ . Это позволяет сравнить экспериментальную зависимость  $d\sigma/dX_F$  для аномальных пар с данными различных моделей. На рис. 10а показаны значения  $\sigma(\Delta ee)$ , отнесенные к интервалу  $0,1X_F$  для экспериментов <sup>/22,23/</sup>. Кривая 1 дает максимальный вклад моделей типа модели Дрела – Яна. Кривая 2 – результат моделирования распределения  $d\sigma(ee)/dX_F$  для процесса (10) и условный эксперимент <sup>/22/</sup>, при этом за исходное принималось распределение  $d\sigma/dX_F$  в области  $-1 < X_F < 1$ , полученное в экспериментах по инклюзивному рождению  $K_S^0$ -мезонов в  $pp$ -взаимодействиях <sup>/24,25/</sup>. Из этих же экспериментов взято распределение  $d\sigma/dP_T^2 = \exp(-5,60 \pm 0,08) P_T^2$  ГэВ/с<sup>2</sup>, которое хорошо согласуется с аналогичным распределением, полученным для аномальных  $e^+e^-$  пар в <sup>/22/</sup> (показатель экспоненты приблизительно -6,0).

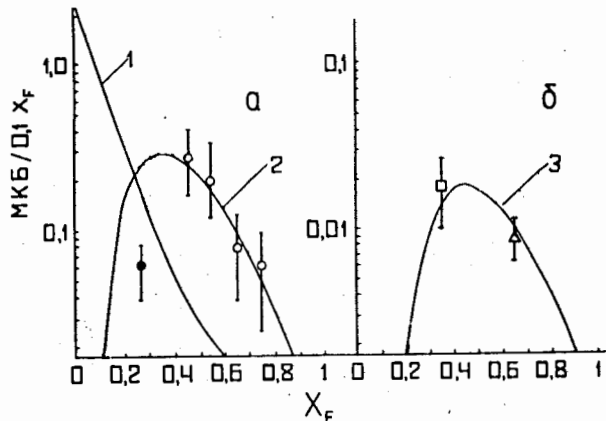


Рис. 10. а — распределение  $d\sigma/dX_F$  для аномальных  $e^+e^-$  пар (а) и аномальных  $\mu^+\mu^-$  пар (б). Обозначения соответствуют экспериментам:  $\circ/22/$ ,  $\bullet/23/$ ,  $\square/20/$ ,  $\triangle/18/$ . Значения кривых пояснены в тексте.

Как видно из рисунка, распределение  $d\sigma/dX_F$  для аномальных  $e^+e^-$  пар в эксперименте  $^{22/}$

не согласуется с моделью Дрела — Яна, но хорошо согласуется с моделью (10). Последней модели также не противоречит результат эксперимента  $^{23/}$ .

На рис. 10б приведены сечения рождения аномальных  $\mu^+\mu^-$  пар, отнесенные к интервалу  $0,1 X_F$ , для двух экспериментов. Кривая 3 — результат моделирования распределения  $d\sigma(\mu\mu)/dX_F$  для процесса (9) и условий эксперимента  $^{18/}$ . Исходное распределение  $d^2\sigma/dX dP_T^2$  было взято таким же, что и для кривой 2. Видно, что данные обоих экспериментов согласуются с моделью инклюзивного рождения  $\kappa^0$ .

В табл. 3 в скобках приведена эффективность регистрации  $\ell^+\ell^-$  пар ( $\epsilon$ ) для кривых 2 и 3 и соответствующие сечения инклюзивного рождения, рассчитанные из соотношения  $\sigma(\kappa^0) = \sigma(\Delta\ell\ell)/\epsilon$  (строгое говоря,  $\sigma(\kappa^0)$  в данном случае следует рассматривать как произведение сечений на относительную вероятность распадов  $\kappa^0$  по каналам с  $\ell^+\ell^-$  парами). Суммарная величина сечения по каналам распада с  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  парами составляет  $\sigma(\kappa^0) = 10,0 \pm 2,3$  мкб.

Канал распада с образованием  $\mu^+\mu^-$  пар подавлен по отношению к каналу с образованием  $e^+e^-$  пар:  $\sigma(\kappa^0 \rightarrow \mu^+\mu^- n^0) / \sigma(\kappa^0 \rightarrow e^+e^- n^0) = 0,1 \pm 0,03$ . Аналогичная величина для распадов  $K_L$ -мезонов в эксперименте БИС составляет  $0,2 \pm 0,07$  (табл. 2), то есть оба соотношения согласуются в пределах ошибки. Это подавление можно объяснить разностью фазовых объемов в таких каналах. Моделирование, проведенное в предположении, что матричный элемент распада является константой, дает отношение  $V(\kappa^0 \rightarrow \mu^+\mu^- n^0) / V(\kappa^0 \rightarrow e^+e^- n^0) \approx 0,3$ . Согласие с экспериментом можно считать удовлетворительным, учитывая, что истинный вид матричного элемента нам неизвестен.

Представляет интерес сравнить величину  $\sigma(\kappa^0)$  с величиной сечения инклюзивного рождения  $\sigma(M)$  ближайших по массе мезонов

$K, \eta, \rho, \omega$ . Отношение этих величин приведено в табл. 4. Здесь  $\sigma(M)$  взято из имеющихся данных для  $\pi p$ -взаимодействий при энергии  $16 \text{ ГэВ}^{26/}$ . Средняя величина  $\sigma(\kappa^0)/\sigma(M) = (4,1 \pm 1,4) \cdot 10^{-3}$  согласуется с величиной относительной вероятности распада  $V(K_L \rightarrow \kappa^0 n^0) = (3,8 \pm 1,1) \cdot 10^{-3}$ , взятой как среднее для двух экспериментов.

Таблица 3

Ссылки	Леп-тоны	Тип вз.	$P_{\text{лаб}}$ ГэВ/с	$X_F$	$N(\Delta\ell\ell)$	$\sigma(\Delta\ell\ell)$ [НО нукл]	$(\epsilon) \%$ $\sigma(\Delta\ell\ell)$ [мкб]
18	$\mu\mu$	$p\bar{p}$	15,5	$0,4 < X < 0,9$	$80 \pm 23$	$44 \pm 11$	(7,5) $0,93 \pm 0,22$
20	$\mu\mu$	$pN$	28,5	$0,28 < X < 0,42$	$7 \pm 4$	$26 \pm 13$	
19	$\mu\mu$	$K_L - Cu$	4-20	$X > 0,25$	$68 \pm 26$	$< 20$	
22	$ee$	$p\bar{p}$	17	$0,4 < X < 0,8$	$46 \pm 16$	$640 \pm 200$	(9,2) $9,1 \pm 2,3$
23	$ee$	$p\bar{p}$	16	$0,1 < X < 0,45$	$17 \pm 6$	$200 \pm 70$	

Таблица 4

	$K$	$\eta$	$\rho$	$\omega$	Среднее
$\sigma(M), \text{мб}$	$2,0 \pm 0,5$	$1,5 \pm 0,3$	$4,8 \pm 0,4$	$4,0 \pm 0,7$	
$\sigma(\Delta\ell\ell)$ $\sigma(M) \cdot 10^{-3}$	$5,0 \pm 1,7$	$6,7 \pm 2,0$	$2,1 \pm 0,5$	$2,5 \pm 0,7$	$4,1 \pm 1,4$

4.4. Рассмотрим возможность других мод распада  $\kappa^0$ . Были моделированы процессы типа (5), (9) и (10) в предположении, что в распаде присутствуют две нейтральные безмассовые частицы:  $\kappa^0(0,45) \rightarrow \ell^+\ell^- n^0 n^0$ . Здесь, как и раньше, в скобках указана масса, полученная как подгоночный параметр при согласовании моделированных и экспериментальных спектров  $M(\ell\ell)$ . Найдено, что согласие с экспериментальными данными в этом случае хуже, однако нельзя полностью исключить данную моду.

Не запрещается распад  $\kappa^0$  с двумя заряженными или нейтральными пионами в конечном состоянии. В этой связи мы хотим обратить внимание на работу  $^{27/}$ , в которой изучались взаимодействия нейтронов с импульсом  $5,1 \text{ ГэВ/с}$  в водородной пузырьковой камере. В реакции  $p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$  был обнаружен резонанс в системе  $\pi^+ \pi^-$  мезонов с массой  $\approx 0,39 \text{ ГэВ/с}$  и сечением рождения  $\approx 13$  мкб. Этими же авторами

получено указание на существование резонанса в  $\pi^+\pi^-$  системе с близкой массой. Весьма желательно дальнейшее изучение пионных резонансов с массой около  $0,4 \text{ ГэВ}/c^2$ .

Относительно теоретических предсказаний новых частиц со схемой распада типа  $\kappa^0$  укажем на уже упоминавшиеся нестандартные хиггсовские бозоны (8). Такие же схемы распада могут иметь техницветные частицы (технипионы, дилатоны) и суперсимметричные частицы (нейтралино). В некоторых моделях для образования масс фермионов и бозонов используется несколько скалярных частиц, в частности, в работах<sup>/28/</sup> предлагаются нейтральный и дважды заряженный скалярные мезоны.

Наконец, сошлемся на работу 1964 года<sup>/29/</sup> и более позднюю<sup>/30/</sup>, где высказывается гипотеза о существовании легкого векторного бозона, связанного с гиперзарядовым током (гиперфотон).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате анализа двух экспериментов по распадам  $K_L$ -мезонов получено указание на образование аномальных  $\ell^+\ell^-$  пар, не объясняющихся известными фоновыми процессами и ограниченными массой  $0,38-0,40 \text{ ГэВ}/c^2$ . В то же время анализ пяти экспериментов по прямому рождению  $\ell^+\ell^-$  пар в адронных взаимодействиях при энергиях до  $30 \text{ ГэВ}$  указывает на существование аномальных  $\ell^+\ell^-$  пар, не относящихся к известным источникам дилептонов и также ограниченными величиной массы  $\approx 0,4 \text{ ГэВ}/c^2$  (АДММ).

Это позволяет объяснить образование аномальных пар в перечисленных экспериментах через образование промежуточной нейтральной частицы с массой порядка  $0,40-0,42 \text{ ГэВ}/c^2$  и распадом  $\kappa^0 \rightarrow \ell^+\ell^- n^0$ , где  $n^0$  — легкая нейтральная частица (не исключен также распад с двумя нейтральными частицами).

Отметим те общие характеристики, которые следуют из применения этой модели к двум указанным выше типам экспериментов.

1. Массовые спектры  $\ell^+\ell^-$  пар, полученные в модели, согласуются с аналогичными спектрами аномальных пар в двух экспериментах с  $K_L$ -мезонами и двух экспериментах с прямым рождением  $\ell^+\ell^-$  пар и не противоречат другим трем экспериментам этого типа.

2. Относительная вероятность распада  $K_L$ -мезонов через  $\kappa^0$ , как среднее для двух экспериментов, равняется  $B(K \rightarrow \kappa^0 n^0) = (3,8 \pm 1,1) \cdot 10^{-3}$ . Сечение инклюзивного рождения  $\kappa^0$  в  $p\bar{p}$ -взаимодействиях составляет  $10,0 \pm 2,3 \text{ мкб}$ . Отношение этой величины к величине сечений инклюзивного рождения ближайших по массе мезонов  $K, \eta, \rho, \omega$  равняется в среднем  $(4.1 \pm 1,4) \cdot 10^{-3}$ .

3. Отношение вероятности распадов  $K \rightarrow \kappa^0 n^0$  по каналам  $\kappa^0 \rightarrow \mu^+\mu^- n^0$  и  $\kappa^0 \rightarrow e^+e^- n^0$  для эксперимента БИС составляет  $0,2 \pm 0,07$ . Отношение этих же каналов распада при инклюзивном рождении  $\kappa^0$  составляет  $0,1 \pm 0,03$ . Моделирование этого отношения с учетом фазового объема дает  $\approx 0,3$ .

4. Отсутствуют  $e^\pm \mu^\mp$  пары, превышающие уровень фона, как в распадах  $K_L$ -мезонов, так и в прямом рождении  $\ell^+\ell^-$  пар, что согласуется с моделью  $\kappa^0$ .

5. В распаде  $K_L \rightarrow \kappa^0 n^0 \rightarrow (\ell^+\ell^- n^0) n^0$  присутствуют две нейтральные частицы в конечном состоянии. В эксперименте по прямому рождению  $\mu^+\mu^-$  пар в стримерной камере наблюдается образование АДММ только в том случае, если во взаимодействии имеются две или больше нейтральные частицы.

Кроме того, распределение  $d\sigma/dX_F$  для  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  пар, полученное при моделировании инклюзивного рождения  $\kappa^0$ , согласуется с аналогичным распределением для двух экспериментов с аномальными  $e^+e^-$  парами и для двух экспериментов с аномальными  $\mu^+\mu^-$  парами.

Авторы благодарят за полезные обсуждения А.М.Балдина и Я.Бэма, а также коллектив сотрудничества БИС за предоставление первичной информации.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Сильвестров Л.В. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ №14-86, Дубна, 1986, с.9.
2. Сильвестров Л.В., Тахтамышев Г.Г. — ОИЯИ, P1-86-87, Дубна, 1986.
3. Сильвестров Л.В. — ОИЯИ, P1-87-3, Дубна, 1987.
4. Сильвестров Л.В., Тахтамышев Г.Г. — Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, с.261.
5. Virulev V.K. et al. — Nucl. Phys., 1981, B182, p.1.
6. Бирулев В.К. и др. — ОИЯИ, 1-7307, Дубна, 1973. Басиладзе С.Г. и др. — ОИЯИ, P1-5361, Дубна, 1970.
7. Альбрехт К.Ф. и др. — ОИЯИ, 1-7305, Дубна, 1973.
8. Вестергомби Д. и др. — ОИЯИ, P10-7284, Дубна, 1973.
9. Вовенко А.С. и др. — ОИЯИ, 10-9909, Дубна, 1976.
10. Clark A.R. et al. — Lett. Nuovo Cim., 1972, 5, p.665.
11. Alles W., Pati J. — CERN Preprint TH-1429, Geneva, 1977.
12. Rev. of Particle Properties, Phys. Lett., 1988, 204B.
13. Jamazaki T. et al. — Phys. Rev. Lett., 1984, 52, p.1089.
14. Hayano R.S. et al. — Phys. Rev. Lett., 1982, 49, p.1305.
15. Hagiwara K., Komamiya S. — KEK Preprint 86-95, Ibaraki, 1987.
16. Althoff M. et al. — Z. Phys. C, 1984, 22, p.219.
17. Avery P. et al. — Phys. Rev. Lett., 1984, 53, p.1309.



18. Haber B. et al. – *Phys. Rev.*, 1980, D22, p.2107.
19. Faessler M. et al. – *Phys. Rev.*, 1978, D17, p.689.
20. Grannam D.M. et al. – *Phys. Rev.*, 1978, D18, p.3150.
21. Anderson K.J. et al. – *Phys. Rev. Lett.*, 1976, 37, p.1117.
22. Adams M.R. et al. – *Phys. Rev.*, 1983, D27, p.1977.
23. Blockus D. et al. – *Nucl. Phys.*, 1982, B201, p.205.
24. Barreiro F. et al. – *Phys. Rev.*, 1978, D17, p.669.
25. Bosetti P. et al. – *Nucl. Phys.*, 1975, B94, p.21.
26. Лиходед А.К., Шляпников П.В. – *УФН*, 1978, 124, с.3; Bartke J. et al. – *Nucl. Phys.*, 1977, B118, p.360.
27. Бешлуу К. и др. – *ОИЯИ*, Д1-83-815, Дубна, 1983.
28. Lee B. – *Phys. Rev.*, 1972, D6, p.1188; Prentki J., Zumino B. – *Nucl. Phys.*, 1972, B47, p.99.
29. Bernstein J., Cabbibo N., Lee T.D. – *Phys. Lett.*, 1964, 12, p.146.
30. Bouchiat C., Illiopoulos J. – *Phys. Lett.*, 1986, 169B, p.447.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 июня 1989 года.