

539/
B-82

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

«Некоторые вопросы экспериментальных
исследований в области физики высоких энергий»

Л. Г. ЛАНДСБЕРГ

О НОВЫХ ЧАСТИЦАХ

(Конспекты лекций)

МОСКВА — 1975

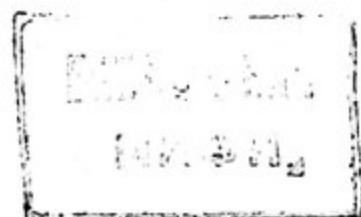
539.1
Б 85
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
С С С Р

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Некоторые вопросы экспериментальных исследований
в области физики высоких энергий

Л.Г.ЛАНДСБЕРГ

о новых частицах
(Конспекты лекций)



МОСКВА - 1975

Глава I

ДОИСКИ КВАРКОВ: ФАКТЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ *)

§ I. Введение

У кварков странная судьба. Если вспомнить, как развивалась история наших знаний о веществе, то сначала люди пытались найти по возможности минимальное число элементарных составляющих материи, затем дальнейшие опыты очень увеличивали число этих составляющих и показывали, что они далеко не элементарны, а затем делался новый шаг, все надежды возлагались на новые элементарные кирпичики, и история повторялась. Так было с атомами, так было с элементарными частицами.

В случае кварков, мы еще не успели открыть эти три частицы, как число фундаментальных составляющих адронной материи, потребных для теории, начало расти, и теперь самый непротиворечивый вариант составных моделей требует для своей реализации уже 12 кварков (и столько же антикварков). Возможности дальнейшего увеличения числа фундаментальных частиц почти безграничны, и сейчас уже некоторые люди начинают думать о переходе к следующему этапу — субкваркам.

Как указывает само их название, кварки с самого начала имели какой-то потусторонний аромат. И все же не было таких гипотетических частиц, которых искало такое количество людей и с таким упорством. Наверное, не последнюю роль сыграл здесь призыв

*) Эта глава в существенной степени основывается на материалах обзорного доклада А.М.Зайцева и автора, сделанного на семинаре "Кварки и партоны" (июнь 1974 г., Москва) /10/.

Гелл-Манна, прозвучавший в 1964 г. в его первой статье о кварках /1/: "Поиски стабильных夸арков с зарядами - 1/3 или +2/3 и (и.и.) стабильных бикварков с зарядами -2/3, +1/3 или +4/3 на ускорителях с наивысшей энергией помогли бы выяснить вопрос о существовании реальных кварков".

Хотя кварки и не были открыты, это не очень огорчило теоретиков. В 1972 г., через 8 лет после своих первых высказываний о кварках, в заключительном слове на конференции по физике частиц высоких энергий в Батавии Гелл-Манн сказал: "Реальные кварки, которые могли бы быть зарегистрированными в лаборатории, для теории не нужны... Поиски реальных кварков, конечно, могут быть оправданы азартом охоты и шансами практических приложений, если они будут найдены, но не какими-либо действительными предсказаниями теории" /2/.

Другими словами, в современной теории установилось мнение, что либо кварки - это только удобная математическая символика, либо должны существовать какие-то новые принципы, которые не допускают переход кварков из виртуальных состояний внутри частиц в реальные состояния, "наблюдаемые в лаборатории".

Так это или не так, покажет время. Пока красивых и ясных принципов, требующих, чтобы кварки не вылетали из адронов, предложить никому не удалось. Наша же задача будет заключаться в том, чтобы продемонстрировать, насколько хорошо вывод о несуществовании свободных кварков подкреплен экспериментом. Мы проанализируем результаты поисков фундаментальных частиц и постараемся посмотреть, все ли дальнейшие пути уже исчерпаны, и дошли ли мы в этой увлекательной задаче до конца с чисто экспериментальной точки зрения.

§ 2. Свойства кварков

В первоначальной кварковой модели /1,3/ предполагалось, что существует фундаментальная триада p , n , λ -кварков с зарядами $q = +2/3$, $Q = -1/3$, $Q = -1/3$ и барионным числом $B = 1/3$, из которых строится все многообразие сильно взаимодействующих частиц таким образом, что барионы состоят из трех кварков, а мезоны из кварка и антикварка. В силу законов сохранения электрического и барионного зарядов по крайней мере один, самый легкий кварк, должен быть стабильным.

Несмотря на многие впечатляющие и хорошо известные успехи модели кварков, в последнее время накапливается все больше фактов, которые, повидимому, показывают, что структура адронной материи носит более сложный характер и требует для своего описания введение новых фундаментальных частиц, характеризующихся новыми квантовыми числами ("очарованием", "цветом").

Существенную роль сыграли здесь последние достижения в физике слабых взаимодействий. Было установлено с очень высокой точностью отсутствие нейтральных токов в слабых процессах с изменением странности (отсутствие распадов типа $K^0 \rightarrow 2\mu\bar{\nu}$, $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ и т.д.). Найденная в этих экспериментах степень запрета столь велика, что если даже нейтральные токи отсутствуют в первом порядке по слабому взаимодействию, оказывается очень нелегко объяснить, почему не проявляются "индукционные" нейтральные токи, которые должны возникать в высших порядках /4,5/. В то же время в процессах без изменения странности нейтральные токи были обнаружены, и их интенсивность оказалась сравнимой с интенсивностью обычных заряженных слабых токов.

Наиболее радикальным выходом из этих затруднений представ-

ляется введение еще одного "очарованного" ρ' -кварка с электрическим зарядом $q = 2/3$, барионным зарядом $B = 1/3$ и значением нового квантового числа "очарования" $C = +1$. ρ' -кварк является изотопическим SU_3 -синглетом. Очарование сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях и нарушается слабыми взаимодействиями. Кварки входят в слабый ток в виде "слабых изодублетов" $(n \cos \vartheta + \lambda \sin \vartheta)$ и $(n \sin \vartheta - \lambda \cos \vartheta)$, где ϑ - угол Кабиббо. При этом гамильтониан слабых взаимодействий имеет такую структуру, что нейтральные токи с $\Delta S \neq 0$ будут скомпенсированы как в первом порядке по слабому взаимодействию, так и в более высоких порядках, если масса очарованных кварков не очень сильно превышает массу обычных кварков (не более чем на 1-2 Гэв). Рассмотренные здесь вопросы подробно изложены в /5,6/.

С другой стороны развитие составной модели адронов также вступило в известное противоречие с простейшей моделью с тремя кварками. Так, если кварки являются фермионами, то полная волновая функция системы (QQQ) для основного SU_6 -плета барионов должна быть антисимметричной. Поскольку унитарная и спиновая часть волновой функции 56-плета является симметричной, то ее пространственная часть должна быть антисимметричной, и не может соответствовать двум S -волнам. Для основного состояния это очень трудно объяснить во всех разумных моделях сил, действующих между кварками.

Эти трудности привели к созданию моделей с тремя унитарными триплетами фундаментальных частиц различающихся между собой новыми квантовыми числами. Они были предложены в 1965 г. Боголюбовым, Струминским, Тавхелидзе /7/ и Ханом и Намбу /8/, а затем, несколько позже, рассматривались Гелл-Манном ("цветные кварки") /9/. В этих схемах предполагается, что существует три уни-

тарных триплета кварков ($p^{(\alpha)}, n^{(\alpha)}, \lambda^{(\alpha)}$), $\alpha = 1, 2, 3$. Здесь индекс α характеризует значения нового квантового числа ("цвета") различные для трех фундаментальных семейств. В состав каждого бариона входит по одному кварку из разных триплетов; таким образом, все три кварка разные, и трудностей с принципом Паули не возникает. "Цвет" частиц сохраняется в сильных взаимодействиях.

К сожалению, в модели трех цветных триплетов не удается избавиться от трудностей с нейтральными токами, о которых говорилось выше. Если попытаться в качестве четвертого (по отношению к какому-либо цветному триплету кварков) p' -кварка, необходимого для компенсации слабых нейтральных токов с $\Delta S \neq 0$, выбрать один из кварков другого "цветного" триплета, то компенсация слабых токов должна с неизбежностью сопровождаться SU_9 -симметрией, которая не может быть сильно нарушена по "цвету" /5/. А это привело бы к очень сложной структуре адронных супермультиплетов, противоречащей данным эксперимента.

Таким образом, для устранения трудностей с нейтральными слабыми токами, кроме трех фундаментальных цветных триплетов необходимо ввести еще три дополнительных "очарованных" p' -кварка, и мы приходим к модели с 12 фундаментальными частицами.

Увеличение числа фундаментальных семейств приводит к гораздо большей свободе выбора характеристик кварков. Это могут быть попрежнему частицы с дробными барионными и электрическими зарядами. Однако, "цветные" кварки могут обладать также целым зарядом и дробным барионным числом $B = 1/3$ или даже целыми барионным числом и целым зарядом. Кварки с целыми зарядами могут быть стабильными, или более или менее долгоживущими, или даже короткоживущими в зависимости от величины барионного заряда и степени сохранения новых квантовых чисел. Поэтому диапазон возможных

поисков фундаментальных частиц существенно расширяется.

Нельзя не признать, что увеличение числа фундаментальных частиц делает теорию более искусственной и менее привлекательной. Однако решающее слово здесь принадлежит не общим эстетическим критериям, а эксперименту.

Вопрос о существовании цветных и очарованных кварков и составных частицах приобрел в последнее время особую остроту в связи с неожиданным открытием загадочных Ψ -частиц (см. гл. III).

§ 3. Экспериментальные поиски кварков и долгоживущих частиц с целыми зарядами /10-35/

Резюмируем кратко итоги одиннадцатилетнего периода поисков кварков, начавшегося в 1964 г., после работ Гелл-Манна и Цвайга.

1. В опытах на ускорителях (Серпухов, Батавия, ЦЕРН, Брукхавен, Стенфорд) не найдено кварков с дробными зарядами $q = 1/3$ и $2/3$:

в области масс до 10 Гэв - вплоть до сечений $10^{-36} + 10^{-40}$ см² ;
в области масс до 20-25 Гэв - вплоть до сечений $10^{-32} + 10^{-34}$ см² (рис. 1 и 2).

2. Не найдено также дикварков с зарядами $q = 4/3$:
в области масс 2-4 Гэв - вплоть до сечений $10^{-35} + 10^{-36}$ см² ;
в области масс до 25 Гэв - вплоть до сечений $10^{-31} + 10^{-32}$ см² (рис. 3).

3. Поиски долгоживущих частиц с целыми зарядами ($T > 10^{-6} + 10^{-8}$ сек) показали, что не существует новых частиц этого типа в области масс от 2 Гэв до 4 + 5 Гэв - до уровня сечений $10^{-35} + 10^{-38}$ см² ;

в области масс до 10-11 Гэв - до сечений $10^{-31} + 10^{-32}$ см² (рис. 4).

4. Результаты основных экспериментов на ускорителях пред-

ставлены в Таблицах I-IV и на рис. I-4.

5. Поиски кварков в космических лучах и физико-химическими методами – в окружающей материи – также не привели к их обнаружению. Отдельные сообщения о том, что кварки удалось заметить, в дальнейшем опровергались результатами более точных работ. Из опытов, проведенных в космических лучах, могут быть получены оценки верхних границ сечений образования кварков с дробными зарядами, показанные на рис. I-3. Предельные оценки для возможной концентрации кварков в различных веществах, полученные прямыми методами ($10^{-18} + 10^{-20}$ кварк/нуклон), не позволяют понизить границы для этих сечений. Однако результаты физико-химических исследований представляются очень важными в связи с проблемой реалистичных кварков и космогоническими моделями горячей Вселенной /36/.

Подробности, связанные с этими опытами, и ссылки на оригинальные работы содержатся в обзорах /II,35/.

§ 4. Кварков мы не нашли – как нам жить дальше?

Итак, какие выводы могут быть сделаны из нарисованной выше экспериментальной картины, возникшей за последнее десятилетие в результате усилий добрых сотни экспериментальных групп? Рассмотрим последовательно существующие возможности.

I. Стабильные кварки существуют и могут наблюдаться, но их массы велики – больше, например, 15 или даже 25 Гэв.

Таким образом у нас (или наших потомков) все еще впереди. Эту возможность трудно исключить. Следует, однако, иметь в виду, что, в связи с экспериментами в области глубокой неупругости и развитием партонных представлений, современной теории стали нужны скорее легкие кварки – с массой меньше массы нуклона. Однако,

как мы знаем, потребности теории меняются, и поэтому забывать о возможном существовании тяжелых夸克ов нельзя. Однако, такое представление пока не очень перспективно для эксперимента: остается ждать постройки новых больших ускорителей и продолжать поиски夸克ов на них, что, наверное, в любом случае будет делаться.

2. Кварки существуют и могут наблюдаться, но они рождаются с необычайно малыми сечениями, и пока нам просто не удалось их увидеть.

В этом направлении экспериментаторам есть над чем поработать, и стоит рассмотреть соответствующие возможности более подробно.

Прежде всего следует сказать, что верхние границы для сечений образования夸克ов очень малы. Например, в опытах, проведенных в Серпухове /17/, для夸克ов с зарядом $q = -1/3$ были установлены верхние границы этих сечений, которые на 10 порядков ниже сечений образования антипротонов, на 6 порядков ниже сечений образования антидейtronов и на 2 порядка ниже сечений образования ядер \tilde{He}_3 . (см. Таблицу I).

Существует, однако, статистическая модель генерации частиц (Фейнберг и др., Хагедорн /37/), которая предсказывает очень быстрое падение сечений с ростом массы сильно взаимодействующих частиц: $\delta(NN - NN\bar{Q}\bar{Q} \dots) \sim \exp[-2M_\pi/0.95m_\pi]$. Если образование夸克ов действительно происходит таким образом, то у нас нет значимой информации о существовании夸克ов с массами > 3 Гэв. Дальнейшее продвижение очень затруднено, т.к. при изменении массы夸кa на 1 Гэв сечение падает примерно на 6 порядков.

Однако, даже в рамках статистической модели возможны механизмы "утечки" частиц из "огустка" на ранних стадиях расширения

системы, когда "температура" еще сравнительно высока. Кроме того, помимо чисто статистических процессов, могут существовать прямые процессы образования夸рков - дифракционное рождение, периферические процессы с обменом夸рком и т.д. Для дифракционных процессов ожидаемые сечения с учетом всех возможных неупругих каналов совсем не должны быть малы - особенно при больших энергиях, и, возможно, достигаются даже величины типа $10^{-30} + 10^{-32} \text{ см}^2$.

Была предложена партонная модель образования пар тяжелых частиц (в том числе и夸рков), которая позволяет оценить нижний предел для сечений образования таких пар /38/:

$$\sigma(M_Q, S) \approx (0.5 \div 5) \left(\frac{M_p}{2M_Q} \right)^5 f\left(\frac{M_Q^2}{S}\right) \text{ nbm}$$

Приближенный вид скейлинговой функции $f\left(\frac{M_Q^2}{S}\right) \approx \exp[-40 \cdot \frac{M_Q^2}{S}]$ ($0,1 \leq M_Q^2 \leq 0,5$). Некоторые оценки, основанные на этом соотношении: $\sigma [E_p = 70 \text{ ГэВ}, M_Q = 4 \text{ ГэВ}] \sim 10^{-34} \text{ см}^2$; $\sigma [E_p = 300 \text{ ГэВ}, M_Q = 8 \text{ ГэВ}] \sim 10^{-35} \text{ см}^2$, $\sigma [E_p = 1440 \text{ ГэВ (ISR)}, M_Q \sim 6 \text{ ГэВ}] \sim 10^{-33} \text{ см}^2$.

Таким образом, оставаясь в рамках обычных представлений, трудно допустить, что достигнутые уровни экспериментальных точностей являются недостаточными для наблюдения夸рков с массами до 8-10 ГэВ.

Тем не менее, если будет найдена возможность значительно увеличить чувствительность поисков夸рков на существующих ускорителях, это стоит сделать. В первую очередь это относится к опытам на встречных пучках, где чувствительность пока довольно мала. Но и для обычных ускорителей достигнутые пределы совсем не оптимальны, т.к. поиски夸рков осуществлялись в пучках вторичных частиц, и светосила таких опытов составляла $\sim 10^{-5}$ от

максимальной возможной величины (см. в этой связи /12/).

3. Стабильные кварки существуют и могут наблюдаться,
но мы ищем их не так, как надо

Рассмотрим в качестве примера такую схему, в которой масса кварков не велика, а кварки удерживаются в адронах какими-то необычными силами барьера типа и требуют для своего выбивания из адронов очень больших переданных импульсов. Например, в схеме "цветных" кварков можно предположить, что эти барьерные силы связаны с "цветом". Обычные "белые" частицы *) проходят через такие барьеры совершенно беспрепятственно, аналогично тому, как нейтральные системы из заряженных частиц могут легко проникать через кулоновские барьеры. Назовем условно это предположение гипотезой "цветового" барьера.

Если такая ситуация действительно имеет место, то представляется естественным попытаться обнаружить кварки в процессах с большими переданными импульсами, т.е. "выбить" их из области действия стягивающих барьерных сил.

При этом, если рождение кварков происходит в адрон-адронных взаимодействиях, то речь должна идти об очень больших поперечных импульсах. В самом деле, в сильных взаимодействиях поперечный и

*) Мы используем "раскраску" частиц, приведенную в /5/, и отличающуюся от "раскраски" Гелл-Манна. В этой раскраске кварки имеют три дополнительных цвета - желтый, синий, красный. Волновая функция в обычных адронах полностью антисимметризована по их цветовым индексам. Поэтому обычные частицы будут "белые" ("бесцветные").

продольный переданные импульсы существенно различаются между собой, и именно с ростом поперечного переданного импульса мы начинаем изучать все более глубокие пространственные области адронов. При передаче импульса в продольном направлении кварк может не вылетать из области, где движутся другие кварки, т.е. не образуется в свободном состоянии.

Если рассмотреть с этой точки зрения все эксперименты на ускорителях (кроме опытов на встречных пучках), то в них искались кварки, вылетающие под малыми углами и с малыми поперечными импульсами. Таким образом, эти опыты, несмотря на очень низкие верхние границы для дифференциальных сечений образования кварков, полученные в них, могут оказаться совершенно нечувствительными к рассматриваемому нами механизму образования кварков в процессах с ^и большими поперечными импульсами.

С другой стороны, в опытах на встречных протонных пучках проводились поиски кварков в различных условиях, в том числе и с большими поперечными импульсами. Однако эти опыты (так же как и данные космических и физико-химических исследований) характеризуются существенно меньшей чувствительностью, чем опыты на ускорителях обычного типа.

В свете гипотезы "цветового" барьера представляется очень интересным провести чувствительные поиски образования свободных кварков в процессах с большими импульсами и, в частности, в глубоко-неупругих μN и νN -взаимодействиях /12,39/.

Другим примером ситуации, при которой кварки искались не так как надо, может служить предложенная Швингером дюонная модель, согласно которой кварки обладают не только дробным электрическим зарядом, но несут и магнитный заряд, т.е. являются одновременно и дираковскими монополями /40/. При этом очень

сильные взаимодействия между магнитными зарядами связывают кварки в адронную материю.

Если кварки являются дионами, то все опыты по их поискам, о которых говорилось выше, не имеют никакого отношения к делу, и о них можно забыть. Однако, дионы могли бы быть зарегистрированы в тех же экспериментах, в которых искались обычные дираковские монополи. Отрицательные результаты этих опытов (рис.5) показывают, что в широкой области масс дионы также не наблюдаются в свободном виде.

4. Кварки существуют и могут наблюдаться в свободном состоянии, однако они обладают целыми электрическими зарядами, являются нестабильными, характеризуются сравнительно малыми временами жизни ($\tau < 10^{-10} + 10^{-11}$ сек) и поэтому пока не были обнаружены.

В схеме с нестабильными кварками существует очень большой произвол в зависимости от предположений о типах фундаментальных частиц, степени сохранения их новых квантовых чисел и их распадных свойств.

Поиски нестабильных кварков с экспериментальной точки зрения очень близко связаны с поисками "очарованных" частиц вообще не только фундаментальных, но и составных (гл. III).

5. Кварки являются принципиально-ненаблюдаемыми.

Такая возможность упоминалась в самом начале в связи с соответствующими высказываниями Гелл-Манна на конференции в Батавии (1972 г.). Следует сказать, что в этом случае наиболее предпочтительной является модель, в которой кварки обладают дробными электрическими и барионными зарядами, а отдельные фундаментальные семейства различаются между собой только "цветом".

Такая схема наиболее симметричная, она позволяет сделать

бесцветными электрический ток и фотоны. Усилия теоретиков направлены сейчас на то, чтобы построить такую теорию, в которой наблюдаемыми должны быть только белые (т.е. бесцветные) частицы, а цветные состояния (и в том числе кварки) проявлялись бы только виртуальным образом.

В подобной модели кварки могли бы рассматриваться и как чисто-математические символы, используемые для удобного описания групповых свойств симметрии. Нам кажется, однако, что гораздо красивей и интересней была бы ситуация, в которой кваркам разрешено было бы пребывать в виртуальных состояниях (либо в силу каких-то строгих принципов запрета для свободных "цветных" частиц, либо в силу приближенных запретов типа очень большой массы夸ков, цветового барьера и т.д.), но тем не менее, чтобы их виртуальная жизнь приводила бы к новым наблюдаемым физическим эффектам, поиски которых позволили бы нам проникнуть в этот виртуальный мир.

Рассмотрим такой иллюстративный пример. Предположим, что на какой-то планете отсутствовали бы источники энергии, превышающие I Мэв (в том числе и космические частицы). Тогда рождение электрон-позитронных пар было бы там невозможным. Однако, должны существовать реальные, физически-наблюдаемые эффекты, в которых проявлялась бы поляризация вакуума из-за виртуальных электрон-позитронных пар (точная величина лэмбовского сдвига, аномального магнитного момента электронов и т.д.). Таким образом позитроны могли бы быть замечены по их виртуальному поведению.

Что может ли быть такая же ситуация и с кварками?

Очевидно, что речь должна идти о таких явлениях, в которых бы проверялась именно субструктура адронов, а не те их свойст-

ва, которые вытекают из симметрийных рассмотрений, и для которых кварки нужны лишь как математические символы.

Нам кажется, что такого типа представления заложены в партонной модели. Само понятие партонов как точечных адронных субструктурных образований возникло из опытов по глубоко-неупрочному рассеянию электронов, в которых было обнаружено скейлинговое поведение структурных функций нуклонов. Мы не будем рассматривать здесь хорошо известные проблемы, решение которых может содействовать дальнейшему выяснению свойств этих субнуклонных элементов - их зарядов, спинов и т.д., а также преодолению возникших перед партонной моделью трудностей - таких как рождение адронов в e^+e^- соударениях, рождение лептонных пар в адронных соударениях, намеки на нарушение скейлинга в глубоко-неупрочном мюонном рассеянии.

Мы хотели бы только очень кратко затронуть совсем другой аспект этих явлений - не могут ли при больших переданных импульсах проявиться совсем новые свойства взаимодействий между субструктурными элементами, которые не были замечены при малых переданных импульсах, где они маскировались периферическими явлениями, связанными с "мезонной шубой"?

Поэтому представляется очень интересным посмотреть как при больших переданных импульсах, в области неизвестных взаимодействий между субструктурными объектами (кварками) проявятся такие правила отбора, как сохранение четности, странности, С-инвариантность и т.д.

Возможно, что именно такие опыты позволят нам проникнуть в виртуальный кварковый мир.

Таблица I. ПОИСКИ КВАРКОВ С ЗАРЯДОМ $q = 1/3$ И $q = 2/3$ НА ПРОТОННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

№	Группа	Эксперим. методы	E_p (Гэв)	L (м)	P (Гэв/с)	σ мрад.	q	$M_{Q \text{ max}}$ (Гэв)	$\rho_q = q /\rho$ (Гэв/с)	$\rho_{Q \pm} = \rho_{Q \pm} / \rho_{\pi}$ (Гэв/с)	$N_{\bar{\mu}}$	$d^2 \rho_{D\bar{Q}} / d\Omega _{90\%}$ (см ² /стэр. Гэв/с)	Примечание
1.	V.Nagorcan <i>et.al</i> [13] 1964г.	Пузырьковая камера	31	10^{-7} сек	8,5		+1/3 +2/3	2,0 2,5	2,83 5,70	0,3 0,7	$8 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^{-32}$ *	$n_q/n_{\bar{\mu}} _{90\%} \left\{ \begin{array}{l} 4 \cdot 10^{-6} \\ 8 \cdot 10^{-6} \end{array} \right.$
2.	W.Bleum <i>et.al</i> [14] 1964г.	Пузырьков. камера	27,5	140	20	76	-1/3 -2/3	2,5 2,5	6,7 13,4	0,5 1,0	$1,5 \cdot 10^5$	$2,2 \cdot 10^{-35}$ $1,1 \cdot 10^{-35}$	
3.	H.H.Bingham <i>et.al</i> [15] 1964г.	Пузырьков. камера.	21	-	16	77	-1/3 -2/3	2,0 2,2	5,3 10,6	0,4 0,8		$(4+10) \cdot 10^{-35}$ $(2-5) \cdot 10^{-36}$	
4.	L.B.Leipuner <i>et.al</i> [16] 1964г.	Сцинтилл. счетчик	28	-	4,5	0	$\pm 1/3$	2,0			$N_{\bar{\mu}} = 3 \cdot 10^7$		$n_q/n_{\bar{\mu}} _{90\%} = 10^{10}$ (лептонные кварки) $n_q/n_{\bar{\mu}} _{90\%} = 10^{-9}$
5.	D.M.Анти- пола и др. [17] (1968-69)	Сцинтилляц. счетчики, черенков. счетчики, широкоизв. иокровые камеры			50	0	-1/3 -2/3	4,4 4,8	16,7 33,3	0,1 0,2	$0,8 \cdot 10^9$	$1,4 \cdot 10^{-35}$ $7,7 \cdot 10^{-36}$	Эффективные числа $N_{\bar{\mu}}$ $\rho_{\bar{Q}} -1/3 -2/3$ $\rho_{\bar{Q}} 1,2 \cdot 10^{10} 9,3 \cdot 10^7$ $\rho_{\bar{Q}} 6,9 \cdot 10^5 1,8 \cdot 10^3$ $N_{\bar{\mu}} II/3 0,3$
					64,5	0	-1/3 -2/3	4,7 4,2	21,5 43,0	0,1 0,2	$0,8 \cdot 10^9$	$3,6 \cdot 10^{-37}$ $2,1 \cdot 10^{-37}$	
					80	0	-1/3 -2/3	4,8 3,8	26,7 53,3	0,1 0,2	Бесфонов. канал	$7,1 \cdot 10^{-38}$ $4,1 \cdot 10^{-38}$	
6.	J.Allaby <i>et.al</i> [18] 1969г.	Сцинтилляц. счетчики, черенков. счетчики, стримерная камера	27	90			+1/3 +2/3 -2/3 -1/3	2,5 2,5 2,4 2,7	6,7 13,3 14,7 10,9	0,3 0,6 0,1 0,05		$2,6 \cdot 10^{-35}$ $1,3 \cdot 10^{-35}$ $1,3 \cdot 10^{10} 5,2 \cdot 10^{-38}$ Бесфонов. канал	Эффективные числа $N_{\bar{\mu}}$ $\rho_{\bar{Q}} -1/3 -2/3$ $\rho_{\bar{Q}} 5 \cdot 10^{10} 6 \cdot 10^8$ $\rho_{\bar{Q}} 5 \cdot 10^4 5 \cdot 10^2$
7.	L.B.Leipuner <i>et.al</i> [19] 1973г.	Сцинтилляц. счетчики	300	405	-	6,5	$1/3$ $2/3$	II	Канал без магнит. анализ.	$1,4 \cdot 10^9$		$\delta_{\text{полн}} < 10^{-35} \text{ см}^2$	

Таблица I (продолжение)

№	Группа	Эксперим. метод	E_p (Гэв)	L (м)	p (Гэв/с)	β	q	$M_{\text{наиб}}$ (Гэв)	$P_q = q P$ (Гэв/с)	$P_{Q\bar{Q}} = P_{Q\bar{Q} \text{ сим}}$ (Гэв/с)	$N_{\bar{\pi}}$	$\frac{d^2}{dPdQ} _{90\%}$ (см 2 стэр. Гэв/с)	Примечание
8.	<i>T. Nash et. al. [20] 1974г.</i>	Сцинтилляц. счетчики, черенковск. счетчики	200	410	270	I	-1/3	8,6	90	~0,1	бесфоновый канал	$5,6 \cdot 10^{-36}$	Грубые оценки эффективных чисел: для $q = -1/3$ $N_{d\bar{\pi}} \approx 10^4 + 10^5$
							-2/3		180	~0,2		$2,8 \cdot 10^{-36}$	
							-1/3		69	~0,1		$5,6 \cdot 10^{-35}$	
							-2/3		138	~0,1		$2,8 \cdot 10^{-35}$	
							-1/3		50	~0,05		$8,0 \cdot 10^{-35}$	
							-2/3		100	~0,1		$4,0 \cdot 10^{-35}$	
			300	270	207	II	-1/3		90	~0,1		$5,1 \cdot 10^{-34}$	Для $q = -1/3$ $N_{d\bar{\pi}} \approx 10^3$
							-2/3		180	~0,2		$2,5 \cdot 10^{-34}$	
							-1/3		69	~0,1		$1,0 \cdot 10^{-34}$	
							-2/3		138	~0,1		$5,0 \cdot 10^{-35}$	
							+1/3		50	~0,05		$4,8 \cdot 10^{-33}$	
							+2/3		100	~0,1		$2,4 \cdot 10^{-33}$	
9.	<i>H. Bott-Bodenhausen et. al [21] 1972г.</i>	Встречные протонные пучки () = 44 Гэв и 52 Гэв (80% времени). Сцинтилляц. и черенковск. счетчики, пропорц. камеры	2,5 + 5,5		0,9 ⁰ 2,4 ⁰ 7,8 ⁰ 12,7 ⁰ 27,1 ⁰ 67,7 ⁰	I/3 II 2/3	24	могут быть очень большие	0,6 · 10 ⁹	0,46 · 10 ⁻⁸	Анализ по импульсам не проводился. Чувствительность этих опытов для масс кварков < 5-10 Гэв не лучше, чем данные опытов с космическими лучами. Для угла 67,7° $N_{d\bar{\pi}} \sim 10^3$		
									1,18 · 10 ⁻⁸				
									0,62 · 10 ⁻⁸				
									1,38 · 10 ⁻⁸				
									2,52 · 10 ⁻⁸				
									5,84 · 10 ⁻⁸				
									полн. 1,69 · 10 ⁻⁹				
10.	<i>R.C Strand et. al [22] 1970</i>	Кварки искались в пузырьковой камере в реакции $\bar{p}p \rightarrow \bar{Q}Q$ при импульсе антипротонов 1,3 Гэв/с. Заряд частиц $ q = 1/3; 2/3; 4/3$. При анализе 60000 фотографий кварков не найдено. Пределы для сечений не проводятся (они около микробарии).											

Примечание: см. также Таблицу IV, I⁰, 2⁰, 6⁰, 10⁰.

Таблица II. ПОИСКИ ДИКВАРКОВ С $q = 4/3$ В ОПЫТАХ НА ПРОТОННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

№	Группа	Эксперим. методы	E_p (Гэв)	L (м)	P (Гэв/с)	\bar{v} нрад.	q	$M_{\text{нах}}$ (Гэв)	$P_Q = q/P$ (Гэв/с)	$P_{Q1} = P_Q \sin \bar{v}$ (Гэв/с)	N_F	$\frac{d^2\sigma}{dp dL} _{90\%}$ ($\text{cm}^2/\text{стэр. Гэв/с}$)	
I.	Ю.М. Антипов и др. [32] (1970)	Сцинтиляц. счетчики, черенковск. счетчики	70	125	13,3	47	-4/3	4,4	17,8	0,8	$3,9 \cdot 10^{10}$	$1,9 \leq M_Q \leq 2,3 \text{ Гэв}$ $2,7 \leq M_Q \leq 4,4 \text{ Гэв}$ $2,3 \leq M_Q \leq 2,7 \text{ Гэв}$	$1,6 \cdot 10^{-36}$
2.	Ю.Б. Лепинец et al. [19] (1973)	Сцинтиляц. счетчики	300	450	60 ± 20	6,5	+4/3	II	80 ± 27	0,5		$\delta_{\text{полн}} < 5 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$	

Примечание: См. также Таблицу I. 10^0 и Таблицу IV. 10^0

Таблица III. ПОИСКИ КВАРКОВ С ЗАРЯДАМИ 1/3 И 2/3 НА ЭЛЕКТРОННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

№	Группа	Эксперим. методы	E (Гэв)	P (Гэв/с)	\bar{v}	q	$P_Q = q/P$ (Гэв/с)	$M_{\text{нах}}$ (Гэв)	Результаты			
I.	E.H. Bellamy et al. [33] 1967г.	Сцинтиляц. счетчики	$E_e = 12$	12,5	0	1/3 2/3	4,2 8,4	1,9	Нет кварков с $q = 1/3$ $M_Q < 0,5 \text{ Гэв}$ с $q = 2/3$ $M_Q < 0,75 \text{ Гэв}$			
2.	R. Galik et. al. [34] 1973г.	Магнитн. спектром. Сцинтиляц. и через юв. счетчики, время пролета.	$E_{\text{нах}}$ 19,99 20,72 20,47 20,72 20,72 20,72	21,0 17,5 17,5 17,5 18,5 12,0	$1,26^0$ 7^0 7^0 7^0 $7^0 + 1/3$ $7^0 + 2/3$	-1/3 -2/3			$\frac{d^2\sigma}{dp dL} _{90\%}$ $\text{cm}^2/\text{стэр (эквивалент.квант)}$	$4,7 \cdot 10^{-35}$ $4,2 \cdot 10^{-35}$ $1,0 \cdot 10^{-34}$ $1,7 \cdot 10^{-34}$ $9,7 \cdot 10^{-35}$ $5,2 \cdot 10^{-35}$	В специальной модели фоторождения пар кварк-антикварк с уче- том фермиевского дви- жения ядра-мишень по- лучен вывод, что $M_Q (q=1/3) > 3,6 \text{ Гэв}$ $M_Q (q=2/3) > 4,5 \text{ Гэв}$ (для "лептонных квар- ков") $M_Q (q=2/3) > 1,8 \text{ Гэв}$ $M_Q (q=1/3) > 1,4 \text{ Гэв}$	

ПРИМЕЧАНИЕ: Данные по образованию "лептонных кварков" здесь не приводятся (кроме новой работы /34/).

Обсуждение экспериментальной ситуации с "лептонными кварками" см. /II/.

Таблица IV.

ПОИСКИ ДОЛГОХИВУЩИХ ЧАСТИЦ С ЦЕЛЫМ ЗАРИДОМ НА УСКОРИТЕЛЯХ

№	Группа	Эксперим. метод	E_P (Гэв)	L (н)	M_Q макс	φ	V (рад.)	P (Гэв/с)	$P_{\text{дл}} = P_Q \text{ или } \bar{P}$ (Гэв/с)	Диапазон нассо (Гэв)	N_R	$d^2\delta/dPd\Omega _{90\%}$ (см ² /стэр. Гэв/с)	Примечание	
I.	ρ . <i>Franzini et.al [23]</i> 1965г.	Сепаратор, спиритуляц., счетчики, время про- лета.	90	160	2,8	$(-I) + (-3)$	$\frac{2}{3}$	0,8	7	$0,8$	$\frac{\varphi = -I}{2,5 \leq M_Q \leq 6}$ $\varphi = -2/3$, $1,5 \leq M_Q \leq 4$	$N_R = 5 \cdot 10^{10}$	$\frac{n_d}{n_s} _{90\%} < 5 \cdot 10^{-9} *$ $\frac{\delta\varphi}{\delta p} < \begin{cases} 10^{-3} (M_Q = 3 \text{ Гэв}) \\ 1/3 (M_Q = 4 \text{ Гэв}) \end{cases}$ (С учетом фермиевского движения).	
2.	$D.E.Dorfan et.al [24]$ 1965г.	Спиритуляц., и черепков, счетчики, время про- лета.	30	100	2,8	$(-I) (-\frac{2}{3})$	74	4,5±6	0,4			$2,4 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{-36} *$	Обнаружены антидейтроны $\bar{d}_R = 5 \cdot 10^{-8}$
														С учетом фермиевского движения нуклонов
3.	<i>С.Бинец и др. /25/ (1969)</i>	-"	70	140	4,8	-I	0±12	25-39	0,4	II M II		$\frac{n_d}{n_s} _{90\%} \approx 5 \cdot 10^{-9}$	$\frac{n_e}{n_s} _{90\%} = 10^{-9}$	
4.	<i>Ю.Н.Антипов и др. /26/ (1970)</i>	-"	70	125	3,8 4,8	-I -2	27	10 20		2 II 2,8 2 M 4,8	$2,4 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^{-35}$ $1 \cdot 10^{-36}$	Обнаружено 5 ядер \bar{He}_3 , для которых $d^2\delta/dPd\varphi \approx$ $= 2 \cdot 10^{-36} \text{ см}^2/\text{стэр. Гэв/с}$ Зарегистрировано $\sim 4 \cdot 10^4 \bar{d}$	
5.	<i>Я.О.Гришко- нич и др. /27/ (1970)</i>	-"	70	160	4,8	-I	0	25	0,1	3 M 15		$1,5 \cdot 10^{-35} R$	С учетом фермиевского движения нуклонов.	
6.	<i>Б.Ю.Балдин и др./28/ (1973)</i>	-"	70	130	4,8	$(-I) (-\frac{2}{3})$	0	25	0,1	2 M 10	$4 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{-37} R$	Обнаружено 4 ядра $\bar{\ell}$, для которых $d^2\delta/dPd\varphi \approx$ $= 1 \cdot 10^{-36} \text{ см}^2/\text{стэр. Гэв/с}$. Зарегистрировано $\sim 8 \cdot 10^4 \bar{d}$.	

№	Группа	Метод	E_p (ГэВ)	L (м)	$M_{Q\max}$ (ГэВ)	q	v (мрад)	p (ГэВ/с)	$P_1 \cdot P_2 \cdot \mu \cdot \delta$ (ГэВ/с)	Диапазон массы (ГэВ)	N_R	$d^2\sigma/dpd\Omega _{90\%}$ (см ² /стэр · ГэВ/с)	Примечание
7.	Д.Б.Буднин и др. [29] (1972)	Сцинтиляц. и черенков. счетчики	70	110	4,6	-I	0	25	0,1	$I \in M_Q \leq 4,8$	$N_{R\mu} = 5 \cdot 10^{12}$	$1,6 \cdot 10^{-37}$	Поиски тяжелых квазистабильных лептонов или других частиц не обладающих сильным взаимодействием и проходящих через слой вещества
							2	30	0,06	$0,55 \leq M \leq 4,8$	$\mu_{\mu\text{exp}} = 3,6 \cdot 10^9$	$4 \cdot 10^{-38}$ ($I, 0 \leq M \leq 4,8$) ($2 \cdot 10^{-37}$ $M = 0,6$, для $6,9 \cdot 10^3$ г/см ²	
8.	Л.В.Леиринг et.al [19] (1973)	Сцинтиляц. и черенков. счетчики, время пролета.	300	405	II	-I и +I	6,5	30, 40 50, 50	0,2-0,4	III	$\frac{n_Q}{N_R} < 10^{-5}$	$\sigma_{\text{полн}} < 10^{-31}$ см ²	
9.	Д.А.Аррель et.al [30] (1974)	Сцинтиляц. счетчики, черенковск. счетчики, время пролета.	300	III 4	II	-I	0	24, 4 32, 4 75 150 200 40	I, 22-I, 67 I, 97-2, 31 2, 14-3, 28 3, 1 - 7, 0 5, 6 - 13, 9 7, 5 - 18, 7 2, 18-3, 78 2, 46-4, 64 3, 2 - 7, 2 5, 5-14, 1	$5,5 \cdot 10^7$	$3,9 \cdot 10^{-31}$ $3,3 \cdot 10^{-31}$ $1,0 \cdot 10^{-31}$ $2,4 \cdot 10^{-32}$ $1,6 \cdot 10^{-32}$ $4,4 \cdot 10^{-30}$ $0,5 \cdot 10^{-31}$ $1,0 \cdot 10^{-31}$ $4,0 \cdot 10^{-31}$		
						+I							
10.	В.Аррель et.al [31] (1978)	Встречные пучка протонов ($\theta = 53^\circ$). Магнитный спектр рометр с прово- лочными камера- ми. Сцинтиляционные голоскопические счетчики, время пролета.	6	25	$\geq 2/3$	$62,5^\circ$ (ц.м.)	$ q/P > 0,9$		$> 1,5$ ГэВ		$0,7 \cdot 10^8$	$\int \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} A dp _{90\%} =$ $= 5,8 \cdot 10^{-34}$ см ² /стэрад. ($A = (1 - 0,85 \frac{ q }{P})$)	Эксперимент чувствите- лен к частицам со ско- ростью $0,2 \leq v \leq 0,65$, зарядом $ q \geq 2/3$ и $ q/P > 0,9$ ГэВ/с, в том числе квартакам с $ q = 2/3$ и диквартакам $ q = 4/3$.

Общее примечание к таблицам I-IV

В таблицах приняты следующие обозначения:

E - первичная энергия; L - расстояние, которое проходит частица от точки образования до конца установки; ρ - импульс вторичных частиц в канале; ϑ - угол образования вторичных частиц; q - заряд кварков (в единицах заряда протона); $P_Q = |q| \cdot \rho$ - импульс кварков с зарядом $|q|$, проходящих через канал; $P_{Q\perp}$ - поперечный импульс кварков; $M_{Q\max}$ - предельное значение массы кварков, образующихся при соударении протона с покоящимся нуклоном в кинематических условиях данного опыта; N_{π}^{\sim} - поток π -мезонов прошедших через аппаратуру; $d^2\sigma / dPd\Omega \Big|_{90\%}$ и $n_Q/n_{\pi} \Big|_{90\%}$ - верхние границы дифференциальных сечений и отношений выходов частиц (при заданном значении импульса) на уровне достоверности 90%; (*) - результаты пересчитаны из данных, представленных в соответствующей работе; эффективные числа $N_{\text{эфф}}$ имеют следующий смысл: если бы кварки рождались так же, как \tilde{p} или \tilde{N}_3 или \tilde{d} , то соответствующая величина $N_{\text{эфф}}$ - их число, которое было бы зарегистрировано в условиях данного опыта. Поиски кварков проводились в области масс от 0 (или в отдельных случаях от $M_{Q\min}$) до M_Q , несколько превышающих $M_{Q\max}$, чтобы использовать возможное расширение диапазона масс из-за фермиевского движения нуклонов в ядре-мишени. При этом, однако, граничные оценки сечений для $M_Q > M_{Q\max}$ резко возрастают, что учитывается фактором R (см. /24, II/).

Глава II

НОВЫЕ ЧАСТИЦЫ И СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

§ 1. Введение

В последние годы наблюдается большой прогресс в области физики слабых взаимодействий. В области теории этот прогресс связан с интересными попытками создания единых калибровочных перенормируемых моделей слабых и электромагнитных взаимодействий. В экспериментальном плане важнейшие достижения последних лет – это обнаружение нейтральных токов в процессах без изменения странности (нейтринные реакции) и установление очень сильных запретов на существование нейтральных токов в распадах с изменением странности (таких как $K_L^0 \rightarrow 2\mu$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и т.д.).

Развитие новых представлений в области слабых взаимодействий привело к предсказаниям о возможном существовании целого ряда новых частиц: промежуточных бозонов (заряженных и нейтральных), новых типов лептонов, хиггсовских скалярных бозонов, очарованных частиц. В этом наверное и сильная и слабая сторона нового направления. Для экспериментаторов, возможно, это настоящее Эльдорадо, хотя золотые россыпи (если они и есть) пока, как правило, надежно упрятаны за большими значениями масс, малыми временами жизни, малыми сечениями образования и трудностями идентификации новых частиц. Поэтому "золотоискателям" здесь надо долго и упорно трудиться, не надеясь на легкую добычу и не отступая перед неудачами. Однако нельзя не отметить, что модели, в которых вводится много новых элементов, часто выглядят несколько искусственно и вызывают немалую долю скепсиса.

В этой главе будут кратко представлены экспериментальные

данные, связанные с поисками различных типов тяжелых лептонов, а также хиггсовских скалярных частиц. Проблема промежуточных бозонов требует специального подробного анализа, и из-за недостатка места и времени мы не будем ее касаться совсем. Вопрос о существовании очарованных частиц приобрел особенно большой интерес в связи с недавним открытием Ψ -бозонов. Соответствующие данные будут рассмотрены в следующей главе.

§ 2. Тяжелые лептоны

Вопрос о структуре лептонного мира возник довольно давно. С чисто феноменологической точки зрения можно было бы думать, что известные нам сейчас мюоны, электроны, мюонные и электронные нейтрино являются лишь первыми и самыми легкими членами семейства лептонов. Вполне возможно, что мир лептонов столь же многообразен, как и мир адронов, однако явления в этом мире разыгрываются на меньших расстояниях и требуют для своего изучения больших энергий, чем достигнутые к настоящему времени. В этом смысле экспериментальная физика лептонов может быть находится примерно на том же уровне, на котором находилась физика адронов четверть века тому назад, когда энергия ускорителей составляла несколько десятков Мэв.

Развитие калибровочных моделей слабых взаимодействий позволило дополнить такой чисто феноменологический подход. В ряде калибровочных моделей предполагается существование тяжелых заряженных и нейтральных лептонов мюонного и электронного типа. В этих схемах введение тяжелых лептонов связано с конкретными потребностями теории (для иллюстрации одной из таких потребностей - см. рис. 6).

В последнее время развиваются различные симметрийные подходы к классификации лептонных семейств (в том числе и схемы с

нептонными кварками); в которых также присутствуют новые типы лептонов. Делались даже попытки создания так называемых супермоделей, которые ставят перед собой задачу единого описания всех взаимодействий элементарных частиц. В этих моделях фундаментальные барионы и лептоны являются членами одного и того же неприводимого представления калибровочной группы, т.е. единственного фундаментального семейства частиц. Мы однако не будем забираться в эти теоретические деюри, а ограничимся обще-феноменологическим описанием различных возможных типов тяжелых лептонов и рассмотрим существующую в настоящее время экспериментальную ситуацию *)

Для полного экспериментального решения проблемы возможного существования новых лептонов необходимо провести их поиски в широком диапазоне времен жизни, начиная от стабильных или долгоживущих (квазистабильных) частиц и кончая очень коротко живущими частицами. В Таблице У представлены краткие характеристики возможных типов и свойств лептонов и систематизированы результаты экспериментов по поискам этих частиц, которые пока не привели к положительным результатам.

Анализ возможных свойств тяжелых лептонов показывает, что экспериментальное обнаружение их (если они существуют) представляет довольно сложную задачу. Это связано с отсутствием интенсивных источников рождения тяжелых лептонов (какими являются, например, для мюонов распады пионов и каонов). Кроме того, время жизни тяжелых лептонов может быть очень мало. Следует также

*) Феноменологическое описание тяжелых лептонов обсуждается в /45, 46/. Развитие калибровочных моделей и их связь с тяжелыми лептонами см., например, в /47-51/. В этих обзорах приведена также библиография основных работ.

иметь в вид", что новые лептоны могут обладать весьма большими массами. Поэтому неудивительно, что первые попытки обнаружения таких частиц не увенчались успехом. Необходим широкий фронт дальнейших экспериментов. Важнейшее значение имеет увеличение энергии ускорителей. В заключение этого раздела скажем несколько слов о перспективах будущих опытов.

Для поисков долгоживущих лептонов по-видимому наиболее перспективны опыты на протонных ускорителях нового поколения с энергией несколько сот Гэв и выше, а также опыты на встречных мюльцах. (Таблица V. Б 2⁰, 4⁰).

Поиски заряженных короткоживущих ℓ^\pm -лептонов, участвующих в слабых взаимодействиях вместе с новым типом нейтрино, в ближайшее время будут проводиться в опытах на встречных пучках (Таблица V. Б 2⁰, 4⁰):

Для поисков тяжелых мюонов и электронов наиболее обещающими представляются нейтриноные эксперименты и опыты на встречных пучках (Таблица V. Б 4⁰, 6⁰). Если существуют тяжелые мюоны и электроны с неминимальными электромагнитными распадами $\mu^+ \rightarrow \mu\gamma$ и $e^+ \rightarrow e\gamma$, то их следует искать на встречных пучках, а также в новых прецизионных измерениях в пучках мюонов и электронов высоких энергий (Таблица V. Б 4⁰, 5⁰).

Таблица У.

Тяжелые лептоны

А. Возможные типы и свойства тяжелых лептонов.

I. Тяжелые лептоны участвуют в минимальном электромагнитном и универсальном слабом взаимодействиях и обладают теми же значениями сублептонных чисел, что и уже известные электронные и мюонные лептоны:

а) Тяжелые мюоны (M), электрона (E) и нейтрино (M^0 и E^0):

Лептоны: $(\ell_\mu = I) M^-$, M^0
 $(\ell_e = I) E^-$, E^0

Антилептоны: $(\ell'_\mu = -I) M^+$, M^0
 $(\ell'_e = -I) E^+$, E^0

Схемы распада: $M^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\mu$; $e^- \bar{\nu}_e \bar{\nu}_e$; $\bar{\nu}_\mu + (адроны)^-$ (заряженный ток); $M^0 \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\mu$ (если $m(M^-) > m(M^0)$).

$M^0 \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}^+ \bar{\nu}_\mu$; $\mu^- \bar{e}^+ \bar{\nu}_e$; $\mu^- + (адроны)^+$ (заряженный ток); $\bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_e + (адроны)^0$ (нейтральный ток); $M^+ \bar{\mu}^+ \bar{\nu}_\mu$ (если $m(M^+) > m(M^0)$).

б) Зеркально-заряженные мюоны и электроны.

Лептоны: $(\ell'_\mu = I) M^+$
 $(\ell'_e = I) E^+$

Антилептоны: $(\ell'_\mu = -I) M^-$
 $(\ell'_e = -I) E^-$

Схемы распада: $M^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\mu$; $\bar{e}^+ \bar{\nu}_e \bar{\nu}_e$; $\bar{\nu}_\mu + (адроны)$ (заряженный ток); $\mu^- + (адроны)^{++}$ (ток, меняющий заряд на 2).

Распады типа $M^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ идут благодаря совместному действию слабых и электромагнитных взаимодействий и дополнительно подавлены в α раз. Прямой распад $M^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$, повидимому, невозможен из-за отсутствия неминимального электромагнитного взаимодействия. Время жизни T_L (m_L — масса тяжелого лептона): $T_L \approx 10^{-11} (M_p / m_L)^5$ сек.

Таблица У. (Продолжение)

2. Тяжелые лептоны участвуют в минимальном электромагнитном и универсальном слабом взаимодействиях и обладают новым сублептонным квантовым числом. ($\ell_\lambda = \ell_\mu, \ell_e$); λ^\pm — лептоны. Схемы распада $\lambda^\pm \rightarrow \lambda^0$ (или наоборот $\lambda^0 \rightarrow \lambda^\pm$...), в зависимости от массы от $m(\lambda^0)$ аналогично нейтрино), то $\tau_{\lambda^\pm} \sim 10^{-11}$ сек ($M_P / m(\lambda^\pm)$) сек . В схеме с $\ell_\lambda \neq \ell_\mu, \ell_e$ будут существовать и стабильные лептоны (или квазистабильные, в зависимости от степени сохранения ℓ_λ). Такими частицами могут быть или λ^\pm или λ^\pm (в зависимости от величин их масс). Возможно, что существует только стабильные или квазистабильные лептоны λ^\pm (или только λ^0). Если $\Delta = [m(\lambda^\pm) - m(\lambda^0)] \ll m(\lambda)$, то $\tau_\lambda \sim 3 \cdot 10^{-12} (M_P / \Delta)^5$ сек и может быть сравнительно велико даже при больших $m(\lambda)$, если массы тяжелых λ^\pm и λ^0 -лептонов близки между собой. Возможна также существование других сечений более тяжелых лептонов этого типа (λ^\pm, λ^0).
3. Тяжелые лептоны с аномальными свойствами. Некоторые примеры: а) лептоны обладают необычными значениями спина: $\gamma = 3/2, 5/2$ и т.д. или $\gamma = 0$, Г и т.д. (в последнем случае самый легкий лептон этого типа будет стабильным или квазистабильным, если сублептонное число сохраняется приближенно); б) лептоны обладают неминимальным электромагнитным взаимодействием $e^+ e^- \gamma (\mu^+ \mu^- \gamma)$ ($\mathcal{L} = \lambda \frac{e}{m_\nu} (\bar{\nu}_e b_\mu \bar{\nu}_e) \mu_\mu$, называемый распадом $e^+ \rightarrow e^- \gamma$, $\mu^+ \rightarrow \mu^- \gamma$). Их часто называют возбужденными лептонами. Время жизни их очень мало и зависит от константы λ и массы лептона m_ν .

**) Следует обратить внимание на различие в распадах и в образовании тяжелых антилептонов (\tilde{H}^+ и \tilde{E}^+) и зеркально-заряженных лептонов (M^+ и E^+): $\tilde{H}^+ \rightarrow \tilde{\mu}^+ \bar{\nu}_\mu$ и $H^+ \rightarrow \tilde{\mu}^+ \bar{\nu}_\mu$. M^+ могут рождаться в пучках $\bar{\nu}_\mu$, M^+ — в пучках $\bar{\nu}_\mu$.

**) Обсуждение этого вопроса см. /45/.

Таблица У. (Продолжение)

Процесс образования	Б. Экспериментальные поиски тяжелых лептонов	Экспериментальные поиски	Перспективы
I ⁰ . Парное рождение тяжелых зараженных лептонов γ -квантами высоких энергий	В ряде экспериментов не найдено тяжелых квазистабильных заряженных лептонов в следующей области масс и времен жизни:	Поиски фоторождения короткоживущих тяжелых лептонов (по их распадам) затруднены тяжелыми фоновыми условиями. Однако, постановка таких опытов планируется на ускорителе $FNAL$ (Багавия, США).	
$\tilde{\chi} + \tilde{Z} \rightarrow L' + L' + Z$	$\tilde{\chi}_L$ (ГэВ)	$\tilde{\chi}_L$ (дек)	
для ядер Ве и $E\gamma = 100$ ГэВ	$0,2 \leq m_L \leq 0,92$ $0,97 \leq m_L \leq 1,03$	Стабильные	
$\sigma_{\text{вс}}(m_L=1 \text{ ГэВ}) = 6 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$	$0,2 \leq m_L \leq 0,48$ $0,50 \leq m_L \leq 0,86$	$\tau_L > 10^{-8}$	
$\sigma_{\text{вс}}(m_L=4 \text{ ГэВ}) = 4 \cdot 10^{-36} \text{ см}^2$	$0,2 \leq m_L \leq 0,46$ $0,55 \leq m_L \leq 0,70$	$\tau_L > 5 \cdot 10^{-9}$	
	$\tilde{\chi}_{\text{II}}$ / 53 (1959г)	$\tau_L > 10^{-8}$	
	$\tilde{\chi}_{\text{II}}$ / 54 (1960г)	$\tau_L > 10^{-9}$	
	$\tilde{\chi}_{\text{II}}$ / 55 (1963г.)	$\tau_L > 10^{-9}$	

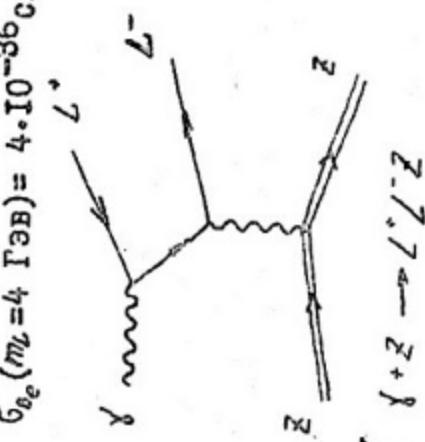


Таблица У. (Продолжение)

Процесс образования	Экспериментальные поиски	Перспективы
2° Парное рождение тяжелых лептонов в виртуальных электромагнитных процессах в адронных соударениях. Для реакции $\rho N \rightarrow L^+ + L^- +$ все каналы - расчеты сечений (в партонной модели Дрэлла-Яна) основанны на экспериментальных данных по образованию ионных пар с большой эффективной массой при $E_p = 20 \pm 30$ ГэВ. Оценки показывают, что при $E_p = 70$ ГэВ	a) ИФВЭ (1972) /29/ $\begin{cases} E \frac{d^3\sigma}{d^3P} \leq 1,2 \cdot 10^{-39} \text{ см}^2/\text{ГэВ}^2 & (1 \leq m_L \leq 4,8 \text{ ГэВ}) \\ \leq 6 \cdot 10^{-39} \text{ см}^2/\text{ГэВ}^2 & (m_L = 0,6 \text{ ГэВ}) \end{cases}$ $P_L \leq 0,07 \text{ ГэВ/с}$ (90% достоверность).	Проводились поиски тяжелых квазистабильных заряженных лептонов в ρN -соударениях при $E_p = 70$ ГэВ (ИФВЭ) и $E_p = 300$ ГэВ (F_{M2}). Несмотря на то что тяжелые лептоны не обнаружены, и установлены верхние границы для возможных сечений их образования:

Таблица У. (Продолжение)

Процесс образования	Экспериментальные поиски		Перспективы
 $P \rightarrow N \rightarrow L^+ + L^- + \text{адроны}.$	б) FNAL (1974 г.) /56/ $E \frac{d^3\sigma}{dp^2 p} \leq 5,4 \cdot 10^{-39} \text{ см}^2/\text{ГэВ}^2 \quad (1 \leq m_L \leq 6,8 \text{ ГэВ})$ (90% достоверность); $\rho_L = 2,38 \text{ ГэВ/с}$. Для нестабильных частиц граница сечения должна быть умножена на фактор $\exp [1,2 \cdot 10^{-5} m_L / (\pi e)] / \tau_L(\text{сек})$	в) FNAL (1974 г.) /57/ $P \rightarrow N \rightarrow L^+ + L^- + \text{адроны}.$	Так в опытах на встречных протон-нейтронах планируются поиски тяжелых лептонов путем регистрации ион-электрологных пар, образующихся при распаде L^+, L^- - лептонов. Ожидается, что можно будет исследовать процессы с сечениями до $10^{-34} - 10^{-35} \text{ см}^2$, искать тяжелые коротковивущие лептоны вплоть до массы $m_L = 5-7 \text{ ГэВ}$.
	P_L (ГэВ/с)	m_L (ГэВ)	Транница $E_{e^+}^{\text{ср}}/\mu_F \left(\frac{e^{\omega_3}}{\pi e^2} \right)$ (90% достоверность)
	0,85+1,25 1,25+1,7 1,7+2,1	0,8 1,2 1,6	$\exp [9,3 \cdot 10^{-5} m_L / \tau_L]$ $\exp [9,2 \cdot 10^{-5} m_L / \tau_L]$ $\exp [9,15 \cdot 10^{-5} m_L / (\pi e) / \tau_L(\text{сек})]$

3. Распады частиц.

При исследовании продуктов распада К и \bar{K} -мезонов тяжелые лептоны не обнаружены. Из экспериментальных данных по К, \bar{K} -распадам следует, что массы всех лептонов, участвующих в универсальных слабых взаимодействиях и входящих в слабый ток вместе с нейтрино с нулевой или очень малой массой, должны превышать массу К-мезона ($m_L > m_K$). Однако, из анализа спектров масс $\bar{K}\nu$ состояний (в $K \rightarrow \bar{L}\nu$) распадах и нейтринных реакциях) и μ^+ состояний (нейтринные и антионы неупругие процессы) Рамм /58/ сделал вывод о существовании заряженных и нейтральных

Таблица У. (Продолжение)

лептонов с $m_L = 0,43$ Гэв и $\tau_L < 10^{-12}$ сек. Экспериментальная обоснованность "лептона Рамма" недостаточна. Его данные находятся в противоречии с результатами ряда других исследований (например, с данными /59/).

Процесс образования	Экспериментальные поиски	Перспективы
4. Рождение тяжелых лептонов на встречных e^+e^- -пучках:	На встречных e^+e^- -пучках проводились поиски $\mu^+\mu^-$ -пар, образующихся при распаде l^+l^- -лептонов: Сечение этой реакции $\sigma = 1/0.32 \text{ см}^2 \cdot \text{Гэв}^2 / E^2$	[В ближайшем будущем планируются опыты в области масс лептонов до нескольких Гэв (ускорители <i>SPEAR</i> , Стенфорд, США и <i>DORIS</i> , Гамбург, ФРГ). В Стенфорде планируется постройка e^+e^- -коллайдера с энергией $2E = (15+15)$ Гэв и светильником до $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ (PEP). На этом ускорителе будут проводиться поиски тяжелых лептонов типа $\mu^\pm, E^\pm, \lambda^\pm$ до масс $m_L < 14$ Гэв, квазистабильных заряженных лептонов до масс ≤ 15 Гэв и нейтральных лептонов E° . Л. М.

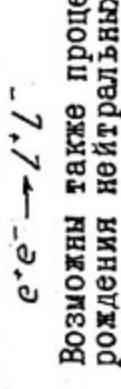
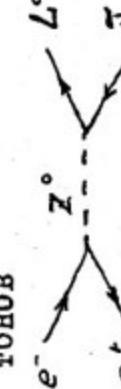
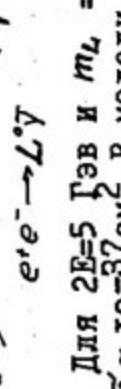
0	4. Рождение тяжелых лептонов на встречных e^+e^- -пучках: $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ Сечение этой реакции $\sigma = 1/0.32 \text{ см}^2 \cdot \text{Гэв}^2 / E^2$ (2E-полная энергия в Гэв, β - скорость тяжелого лептона)	[В ближайшем будущем планируются опыты в области масс лептонов до нескольких Гэв (ускорители <i>SPEAR</i> , Стенфорд, США и <i>DORIS</i> , Гамбург, ФРГ). В Стенфорде планируется постройка e^+e^- -коллайдера с энергией $2E = (15+15)$ Гэв и светильником до $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ (PEP). На этом ускорителе будут проводиться поиски тяжелых лептонов типа $\mu^\pm, E^\pm, \lambda^\pm$ до масс $m_L < 14$ Гэв, квазистабильных заряженных лептонов до масс ≤ 15 Гэв и нейтральных лептонов E° . Л. М.
27	e^-  e^+  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ Возможны также процессы рождения нейтральных лептонов	e^-  e^+  $e^+e^- \rightarrow l^+\bar{l}$ Для $2E=5$ Гэв и $m_L = 2$ Гэв $\sigma \approx 10^{-37} \text{ см}^2$. В модели Джордана-Глешоу это означает, что для большее $\epsilon' \approx 10^{-35} \text{ см}^2$.

Таблица У. (Продолжение)

Процесс образования		Экспериментальные поиски				Перспективы
Помиски лептонов с неминимальным электромагнитным взаимодействием	Реакция	Работа	Исследуемый интервал масс (ГэВ)	Ограничения на λ в этом интервале	Данные по аномальному магнитному моменту и мюонов позволяют получить следующие ограничения для константы взаимодействия:	
$e^+ \rightarrow e^+ f, \mu^+ \rightarrow \mu^+ f$		Osay [63], DESY [64], CEA [65]	$0,12 \leq m_L \leq 0,57$, $0,5 \leq m_L \leq 1,1$	$1 \cdot 10^{-2} \div 1,5 \cdot 10^{-1}$, $1,4 \cdot 10^{-2} \div 2,5 \cdot 10^{-2}$	$\lambda^2 \frac{m}{m_e} \left(\frac{A}{m_e} \right) < 3 \cdot 10^{-4}$	(см. также рис. 7)
Тип взаимодействия: $f = \lambda \frac{e}{m_L} (\bar{\psi}_e b_u \gamma^\mu \rho, \bar{\psi}_e \gamma^\mu \rho)$	$\bar{e} p \rightarrow e^+ \bar{\rho}$	DESY [65], CEA [65]	$0,3 \leq m_L \leq 0,7$	$6 \cdot 10^{-2} \div 7 \cdot 10^{-2}$		Кроме того, эти данные позволяют исключить существование легких гоночных частиц (лептонов) со следующими значениями спина и массы:
Процессы образования	$e^+ \rightarrow e^- \gamma$	CEA [66], CERN [68]	$0,1 \leq m_L \leq 1,25$	$8 \cdot 10^{-3} \div 9 \cdot 10^{-2}$		
a) $e(\mu) + p \rightarrow e^+(\mu^+) + p$ $e^+(\mu^+) \rightarrow e(\mu) + \gamma$	$e^+ c \rightarrow e^+ c$	Соглас [67]	$0,26 \leq m_L \leq 1,32$	$4 \cdot 10^{-1} \div 46,5 \cdot 10^{-1}$		
	$e^+ \rightarrow e^+ \gamma$	1970, FNAL [68]	$m_L \leq 0,6$			
	$\mu^+ \rightarrow \mu^+ \gamma$	1969, FNAL [69]				
b)	$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-, \mu^+ \rightarrow \mu^+$	$\mu^+ \rightarrow \mu^+ \gamma$				
	$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$	ADONE [70]	$0,6 \leq m_L \leq 2,2$	$1 \cdot 10^{-1} \div 4,5 \cdot 10^{-1}$		
	$e^+ \rightarrow e^+ \gamma$	1973,		$9 \cdot 10^{-3} \div 3 \cdot 10^{-2}$		
					Результаты экспериментов приведены на рис. 7	

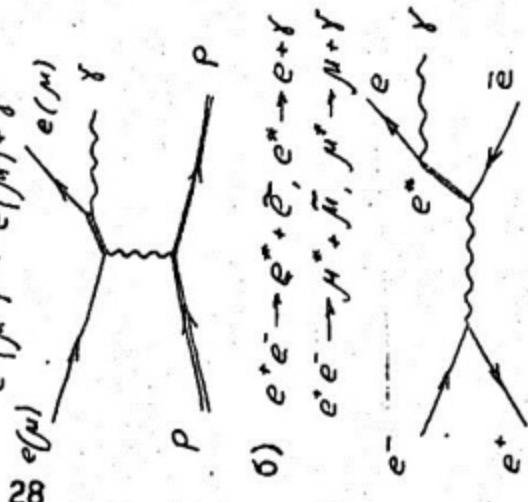


Таблица 7. (Продолжение)

Процесс образования	Экспериментальные поиски	Перспективы
б) Образование тяжелых лептонов в нейтринных взаимодействиях:	Получены ограничения для масс тяжелых лептонов (если вероятности их распада по каналу $\mu^+ \rightarrow \bar{\nu} \gamma$ малы): а) Обработка данных нейтринных экспериментов ЦЕРНА /72/: $m(\mu^-) > 1 \text{ Гэв}; m(\mu^+) > 2 \text{ Гэв}.$ б) Обработка данных нейтринного эксперимента ЦЕРНА на камере "Гаргамель" /73/: $m(\mu^-) > 1,8 \text{ Гэв}$ (90% достоверность). в) Эксперименты в FNAL /74/: $m(\mu^+) > 8,4 \text{ Гэв}$ (90% достоверность)	Нейтринные эксперименты яляются очень эффективным методом поисков тяжелых лептонов типа тяжелого мюона, зарядово-зеркального тяжелого мюона, и, возможно, тяжелого нейтрино.
с) тяжелые мюоны и электронны: $\bar{\nu}_\mu \mu^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu^-$; $\bar{\nu}_\mu \mu^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^- + \text{все каналы};$	(при $B = \Gamma(\mu^+ \rightarrow \bar{\nu} \gamma + \dots) / \Gamma(\mu^+ \rightarrow \text{все каналы}) \approx 0,3$) Эксперименты в ЦЕРНЕ /75/: $m(\mu^+) > 2,4 \text{ Гэв}$ (при $B = \Gamma(\mu^+ \rightarrow \bar{\nu} \gamma + \gamma) / \Gamma(\mu^+ \rightarrow \text{все}) = 0,15$) (90% достоверность).	В опытах на ускорителе с энергией 400 Гэв ($\bar{\nu} \bar{\nu} \gamma \gamma$, Батавия) можно проводить поиски тяжелых лептонов до массы 15 + 20 Гэв.
д) тяжелые нейтрино $\bar{\nu}_\mu$ (нейтральные процессы): $\bar{\nu}_\mu \mu^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu^- + \text{все каналы};$	Эксперименты в FNAL /76/: поскис нейтрального тяжелого лептона $\bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\mu$, который выходит в нейтральный слабый ток ($\bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\mu$) и распадается по каналу $\bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\mu \gamma$ (при $B = \Gamma(\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\mu \gamma) / \Gamma(\mu^+ \rightarrow \text{все}) = 0,1$).	
е) λ -лектоны (с новыми сублектононами квантовыми числами): $\bar{\nu}_\mu Z \rightarrow \bar{\nu}_\mu \lambda^+ \lambda^-$	Для $m_\lambda = 1 \text{ Гэв}, E_\lambda = 5 \text{ Гэв}.$ $\sigma / \bar{\nu}_\mu n(p) \sim \bar{\nu}_\mu (\mu^-) p(n) / 5 \cdot 10^{-39} \text{ см}^2$ $\sigma / \bar{\nu}_\mu Z \cdots \bar{\nu}_\mu \lambda^+ \lambda^- \approx 10^{-42} \text{ см}^2$	

§ 3. Скалярные хиггсовские частицы

В перенормируемых калибровочных моделях слабых взаимодействий удается устранить основные расходности из диаграмм слабых процессов высшего порядка, вводя предположения о существовании нейтральных векторных промежуточных бозонов или тяжелых лептонов. Однако, при этом оказалось, что для полной компенсации расходностей следует также ввести в теорию новый тип частиц — скалярные ϕ -бозоны ("частицы типа Хиггса") с определенным образом выбранными константами взаимодействия: взаимодействие скалярных ϕ -полей с промежуточными бозонами характеризуется константой $\vartheta_{\phi\mu\nu} \sim g M_w$, а их взаимодействие с фермионными полями — константой $\vartheta_{\phi FF} \sim g^M/M_w$ (где $g/M_w \sim \sqrt{G}$).

В перенормируемых калибровочных теориях слабого и электромагнитного взаимодействия скалярные мезоны являются ответственными за спонтанное нарушение калибровочной инвариантности, приводящее к появлению массы у промежуточных бозонов и у лептонов. Хотя существование по крайней мере нейтральных скалярных ϕ -бозонов является общей чертой всех перенормируемых теорий со спонтанным нарушением симметрии, свойства ϕ -частиц не слишком хорошо определены и очень зависят от выбора моделей (в частности их связь с лептонами). Так в моделях с нейтральными промежуточными бозонами типа Вайнберга-Салама $\vartheta_{\phi\mu\nu} \sim g^M/M_w$; $\vartheta_{\phi ee} \sim g^M_e/M_w$. С другой стороны, в модели Джорджи-Глешоу, где нейтральных промежуточных бозонов нет, а в теорию входят триплеты мюонных и электронных частиц (причем нейтральными компонентами триплета являются суперпозиции нейтрино и тяжелого нейтрального лептона) константы взаимодействия поля с лептонами определяются массами тяжелых мюонных и электронных лептонов U^+ и E^+ ($\vartheta_{\phi\mu\nu} \sim g^M/M_w$; $\vartheta_{\phi ee} \sim g^E/M_w$) и могут быть довольно велики.

Некоторые соображения о возможных свойствах хиггсовских частиц и об эффектах, в которых они могли бы проявляться, представлены в Таблице VI. Как видно из этой таблицы, существующие экспериментальные данные позволяют сделать вывод, что масса скалярных бозонов должна быть больше $0,3 \pm 0,35$ Гэв, а их время жизни $< 10^{-15}$ сек.

В модели Джорджи-Глешоу, где константы взаимодействия лептонов с ϕ -бозонами сравнительно велики, некоторая информация о скалярных частицах может быть получена из данных по ($g - 2$) _{μ} и из опытов на встречных электронных пучках. В этих опытах ϕ -бозоны могут либо рождаться непосредственно резонансным образом, либо проявляться в сечении реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, e^+e^- как отступление от предсказаний КЭД. Однако, модель Джорджи-Глешоу, возможно, противоречит данным о существовании нейтральных токов в нейтринах реакциях и в значительной мере утратила свою популярность. В других моделях, где константы взаимодействия скалярных мезонов с лептонами пропорциональны массе лептонов и оказываются гораздо меньшими, чем в модели Джорджи-Глешоу, поиски эффектов, связанных с ϕ -бозонами, представляются довольно трудными.

Введение в теорию скалярных хиггсовских частиц может в явном виде привести к нарушению μe универсальности. Может быть поэтому именно новая перенормируемая теория слабых взаимодействий и позволит понять природу " μe -проблемы" и ее связь с возможным существованием новых тяжелых лептонов.

Таблица У1. О ВОЗМОЖНЫХ СВОЙСТВАХ СКАЛЯРНЫХ ϕ -БОЗОНОВ /47-51; 77-84/

- A.** Скалярные бозоны в калибровочных моделях перенормируемых слабых и электромагнитных взаимодействий вызывают спонтанное нарушение калибровочной инвариантности, приводящее к появлениею масс у промежуточных бозонов и лептонов. Скалярные бозоны характеризуются определенными константами связи с промежуточными бозонами и лептонами. Их существование необходимо для полной компенсации расходимостей в диаграммах слабых процессов высших порядков (см. рис. 6). В разных калибровочных моделях используются различные типы скалярных бозонов: нейтральные ϕ -бозоны с разными константами взаимодействия с лептонами, заряженные и даже дважды заряженные бозоны /47-51/

Б. Свойства нейтральных скалярных бозонов, взаимодействующих с фермионными полями с константой $\sim \sqrt{G} M$ (фермийон \bar{n})

1. Вероятности распада скалярных бозонов по ряду каналов в зависимости от величины их массы показаны на рис. 8 /77/. Для достаточно массивных скалярных ϕ -бозонов может иметь место значительная вероятность распада с испусканием тяжелых лептонов (если последние существуют).

2. Исследования спектров M -мезоатомов показали, что наблюдается заметное расхождение между данными эксперимента и теоретическими расчетами (особенно для $4f - 3d$ переходов в Ba и $5g - 4f$ переходов в Rb). Это различие могло бы быть объяснено существованием легкого скалярного бозона с массой $0 \leq m_\phi \leq 22$ Мэв и константами взаимодействия $1,3 \cdot 10^{-6}$ ($m_\phi = 1$ Мэв) $\leq (-g_{\phi\mu\bar{n}} g_{\phi\mu\bar{n}}/4\pi) \leq 2,5 \cdot 10^{-6}$ ($m_\phi = 22$ Мэв) /78/. Однако, оказалось, что эта гипотеза противоречит ряду других данных.
- Гипотеза (из свойств M -атомов): существует легкий скалярный бозон с массой $0 \leq m_\phi \leq 22$ Мэв и константами взаимодействий $1,3 \cdot 10^{-7} \leq (-g_{\phi\mu\bar{n}} g_{\phi\mu\bar{n}}/4\pi) \leq 2,5 \cdot 10^{-6}$

- a) Существование такого бозона с очень малой массой сказалось бы на результатах гравитационных измерений (при разных расстояниях), т.к. в этом случае взаимодействие имело бы вид $\frac{1}{2} \left(g'_{\phi\mu\nu} e_{\mu\nu} - g'_{\phi 2} (-m_\phi^2) + g'_{\phi i} \right)$. Гравитационные опыты в области расстояний от 1 см до астрономических показали постоянство гравитационной константы g . Отсюда $m_\phi > 10^{-4}$ эв /78/.
- Гравитационные
- данные:
- $m_\phi > 10^{-4}$ эв
- /78/
- б) Скалярная нейтральная частица, взаимодействующая с электроном и нейтроном дает вклад в амплитуду электромагнитного рассеяния:
- $$\int \frac{-e^2 G_e''(t)}{t} \left[\int \frac{e^2 G_e''(t')}{t-t'} - \frac{g_{\phi ee} g_{\phi\bar{n}}}{t-t'} \right]$$
- При этом $-g_{\phi ee} g_{\phi\bar{n}} = -\frac{m_e}{m_\phi} g_{\phi\mu\nu} \bar{t} g_{\phi\mu\nu} = 4\pi m_\phi \cdot 1/3 \cdot 10^{-7}$ (для $m_\phi \leq 1$ Мэв). Вклад скалярного нейтрального бозона с малой массой оказывается существенным для опытов по рассеянию тепловых нейтронов на электронах и пренебрежимо мал для $e\sigma'$ — рассеяния при $0,01 \leq -t \leq 0,1$ (Гэв/с) 2 . Из сопоставления данных этих двух опытов по наклону Q_μ электрического поля ядра нейтрана ($G_e''(t) \approx -a_n t$) следует, что $m_\phi > 0,6$ Мэв /79/.
- Сопоставление
- опыта по $e\sigma'$ —
- рассеянию и $e\sigma'$ —
- рассеянию:
- $m_\phi > 0,6$ Мэв /79/
- в) Прямые поиски образования легких скалярных бозонов в ядерных $0^+ \rightarrow 0^+$ переходах. Исследование $0^+ \rightarrow 0^+$ переходов из возбужденных состояний $^{16}_0$ (6,05 Мэв) и $^{4}_0$ He (20,2 Мэв) в основные состояния этих атомов. Помимо скаларных бозонов обнаружены ϕ -бозоны с константами /80/ в ядерных $0^+ \rightarrow 0^+$ переходах с массами $6,05 < m_\phi < 18,2$ Мэв и $6,05 < m_\phi < 18,2$ Мэв с массами (10^{-9} сек, см. рис. 8). Скалярные бозоны не были обнаружены. Результаты этих опытов исключают существование ϕ -бозонов с константами /80/ (при $m_\phi < 2m_e = 1,030$ Мэв. распад $m_\phi \rightarrow e^+ e^-$ запрещен).

3⁰. Сравнение экспериментальных данных (верхних границ) для распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, с теоретическими предсказаниями для вероятностей процессов $K^+ \rightarrow \pi^+\phi$, $\phi \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$ позволяет сделать следующие оценки для массы ϕ -бозонов:

- a) Модель, в которой $\mathcal{J}_{\phi\pi\pi} \sim \sqrt{6} m_\phi$ (ϕ -бозон взаимодействует с нуклонными парами); распады ϕ при $m_\phi > 2m_\pi$ идут в основном по каналу $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-$ (рис. 8) $m_\phi > 2m_\pi / 77a/$.
- б) Модель, в которой $\mathcal{J}_{\phi\pi\pi} \approx \sqrt{6} m_\phi$ (ϕ -бозон взаимодействует с членами, нарушающими киральную симметрию), и вероятность распада $\phi \rightarrow 2\pi$ сравнима с вероятностью распада $\phi \rightarrow 2\mu$: $m_\phi > m_K - m_\pi / 77b/$.
- в) Если $m_\phi < 2m_e$, то распад ϕ -бозонов должен идти по каналу $\phi \rightarrow 2\pi$ с ожидаемым временем жизни $> 10^{-4}$ сек. Непосредственная регистрация такой частицы была бы очень затруднена. Однако поиски распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\phi$, позволили исключить существование ϕ -частиц с массой, меньшей нескольких десятков МэВ $/77a/$.

4. Вероятность рождения ϕ -бозонов в различных реакциях по порядку величины может быть найдена из оценки $/77/$

$$\frac{\sigma(\rho \rightarrow \phi)}{\sigma(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-)} \sim \begin{cases} 10^{-4} & \text{в реакциях с адронами;} \\ 10^{-6} & \text{в реакциях с мюонами;} \\ 10^{-10} & \text{в реакциях с электронами.} \end{cases}$$

Так как $\mathcal{J}_{\phi\pi\pi}/\mathcal{J}_{\phi e\bar{e}} = \frac{m_\phi}{m_e}$, то скалярные ϕ -частицы должны приводить к эффектам нарушения μ^+e^- -универсальности при образовании $\mu^+\mu^-$ и e^+e^- пар в адронных соударениях, в упругом и неупругом $\rho\rho$ и $\epsilon\rho$ -рассеяниях и в других близких процессах. Однако, в области, доступной для измерений, ожидаемые эффекты мали ($10^{-2} - 10^{-5}$).

В. Нейтральные скалярные бозоны в моделях типа Джорджи-Глешоу.

- I.** В моделях типа Джорджи-Глешоу с лептонными мультиплетами, включающими в себя тяжелые лептоны, константы взаимодействия хиггсовских бозонов с лептонами равны $\mathcal{G}_{\mu e\bar{e}} \sim \sqrt{G} m_e$; $\mathcal{G}_{\mu \nu \bar{\nu}} \sim \sqrt{G} m_\nu$. В этих схемах, в частности, \mathcal{M}_e — универсальность может быть нарушена слабо (в зависимости от соотношения масс $m(\mu^+)$ и $m(E^+)$).

- 2.** Из данных по аномальным магнитным моментам ионов и электронов и из опытов со встречными электронными пучками могут быть получены некоторые ограничения на массы скалярных мезонов, тяжелых лептонов μ^+ и E^+ и промежуточных бозонов. Так, из экспериментальных данных на встречных кольцах следует, что для разных масс промежуточных бозонов можно установить следующие нижние пределы на массу скалярных ϕ -частиц: $M_\phi = 40$ ГэВ, $m_\phi > 10$ ГэВ; $M_\omega = 15$ ГэВ, $m_\omega > 6,5$ ГэВ; $M_\pi = 20$ ГэВ, $m_\pi > 4,5$ ГэВ, $/83/$.

- 3.** В своем первоначальном варианте модель Джорджи-Глешоу встречается с рядом трудностей — прежде всего в ней нет нейтральных токов, обнаруженных в нейтринных опытах. Было предложено, однако, несколько вариантов модели, в которых эти трудности были преодолены. Рассматривалась возможная роль скалярных хиггсовских частиц в таких моделях в реакции $e^+ e^- \rightarrow$ адроны и в глубоко-неупругих мюонных процессах $/81/$.

- 4.** В связи с открытием ψ -частиц (см. гл. III) была рассмотрена модель $/84/$ с тремя нейтральными и одной заряженной хиггсовской скалярной частицами. Константы взаимодействия нейтральных частиц с лептонными парами $\mu^+ \mu^-$ и $e^+ e^-$ пропорциональны массам тяжелых заряженных лептонов μ и E . Эти тяжелые лептоны связаны с нейтрино с правыми спиральностями и поэтому не могут рождаться в нейтринных пучках (т.к. там нейтрино с левой спиральностью). Они могут, однако, образовываться парами в $e^+ e^-$ — соударениях, аналогично тяжелым лептонам с новыми субатомными квантовыми числами. Если массы этих тяжелых лептонов < 3 ГэВ, то две скалярных хиггсовских частицы могут быть в принципе отождествлены с ψ -частицами ($\psi(3,1)$ и $\psi(3,7)$)

Примечание: Э.) Оценки константы взаимодействия ϕ -бозонов с адронами очень произвольны.
Ж.) Однако прямые измерения (см. гл. III, Таблицу УП) показали, что ψ -частицы имеют $\gamma_F = 1$, т.е. не могут быть скалярными хиггсовскими бозонами.

Глава Ш

ψ -БОЗОНЫ И ОЧАРОВАННЫЕ ЧАСТИЦЫ

§ I. Открытие ψ -частиц

В ноябре 1974 г. двумя группами американских физиков, одна из которых работала в Брукхавене на 30 Гэв протонном ускорителе *BNL*, а другая в Стенфорде на встречных e^+e^- -пучках *SPEAR*, одновременно и независимо было сообщено об открытии новой частицы с массой 3,093 Гэв и очень малой шириной. За этой частицей утвердилось название ψ (3,I)-частицы или ψ -боэзона. На встречных пучках e^+e^- был вскоре открыт еще один очень узкий резонанс с массой 3,684 Гэв ψ' (3,7)- или ψ' -боэзон и довольно широкий пик с массой 4,15 Гэв ψ'' (4,I)-или ψ'' -частица (в последнем случае название условное, т.к. этот широкий резонанс может иметь совсем иную природу). В дальнейшем ψ -частицы наблюдались также в опытах на встречных e^+e^- -пучках ускорителей *ADONE* (Фраскати) и *DORIS* (Гамбург), на нейтронном и ψ -пучке 300 Гэв ускорителя *FNAL* (Батавия) и на ψ -пучках электронного ускорителя *SLAC* (Стенфорд). ψ' -частицы были затем зарегистрированы в опытах на *DORIS* и *SLAC*.

Так как новые данные о свойствах ψ -частиц поступают очень быстро, причем часто в виде предварительных и не очень точных сообщений, в настоящее время трудно провести сколько-нибудь полный анализ этой проблемы, тем более что этот анализ наверняка устареет к моменту опубликования лекций. Поэтому здесь будет приведена только сводка существующих экспериментальных данных (Таблица УП) и кратко намечены теоретические попытки объяснить свойства ψ -частиц, а также основные пути дальнейших экспериментальных исследований.

§ 2. Таблица Уп. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О СВОЙСТВАХ
 ψ -ЧАСТИЦ.

I. Опыты на встречных e^+e^- -лучках.

Основная информация получена в опытах на ускорителе *SPEAR* (Стэнфорд, США). Некоторые данные - на ускорителе *ADONE* (Фраскати, Италия) и *DORIS* (Гамбург, ФРГ) (/85-91/ и доклады на конференции в Нью-Орлеане в марте 1975 г.)

A. Данные о ψ (3,I)-бозоне.

1⁰. Общие сведения. Обнаружение частицы - в /85/ (см.рис.9).

В опытах зарегистрировано $> 10^5 \psi$ (3,I)-распадов;

$M = 3095 \pm 5$ Мэв.

$$\left. \begin{array}{l} \int \sigma(\psi \rightarrow (\text{адроны})) dE = 10800 \text{ нбн.Мэв} \\ G_{ee} = 5,2 \text{ кэв} \\ V_{ee} = 0,068 \\ \Gamma = 77 \text{ кэв} \end{array} \right\} \pm 25\%$$

Парциальные вероятности для электронной и мюонной моли распада примерно равны ($\mu-e$ -универсальность).

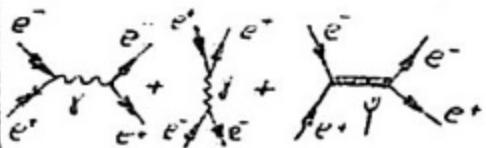
2⁰. Определение спина и четности ψ (3,I)-бозона; поиски эффектов несохранения четности.

а) Исследование углового распределения событий в реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в области резонанса.

$\gamma = 0$	$d\sigma/d\Omega = \text{const}$	Исключено экспериментом
$\gamma = f$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \text{const} (1 + \cos^2 \gamma)$	Хорошо согласуется с экспериментом
$\gamma = f$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \text{const} \left[1 + \frac{8\lambda^2}{(1 + \lambda^2)^2} \cos^2 \gamma + \lambda^2 \cos^2 \gamma \right]$	Из эксперимента следует, что $\lambda^2 < 0,05$, т.е. не наблюдается несохранение четности.
Несохранение четности.	$\lambda = \frac{g_\mu}{g_\nu}$	

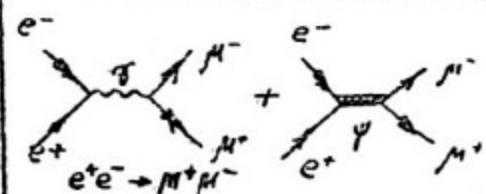
Таблица УП. (Продолжение)

б) Исследование интерференции резонансного эффекта и электромагнитного фона в $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Если $\oint \psi$ -частиц $J^P = I^-$, то:



Знак интерференции должен быть положительным перед резонансом.

Эксперимент: в отношении $\frac{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}{e^+e^- \rightarrow e^+e^-}$ наблюдается деструктивный эффект перед резонансом

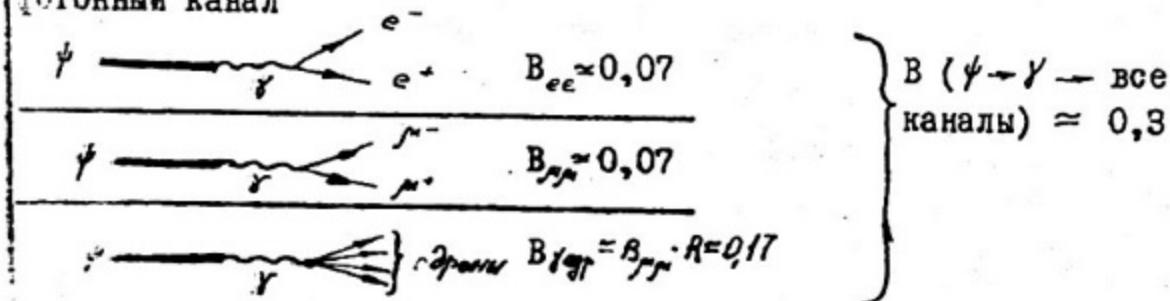


Знак интерференции должен быть отрицательным перед резонансом.

Резюме: квантовые числа ψ (3, I) бозона $J^{PC} = I^{-+}$ ($CP = +I$)

3. Основные распады ψ -частиц

а) Распады, которые, по-видимому, идут через виртуальный однофотонный канал



$$\text{т.к. } \frac{\Gamma(\psi \rightarrow \gamma \rightarrow \text{одноч.})}{\Gamma(\psi \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-)} \approx \frac{B(e^+e^- \rightarrow \text{одноч.})}{B(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \text{ вне резонанса} = R = 2,5$$

б) В $[\psi \rightarrow f^+f^-X] \approx 0,12$ и совместно с предположением о том, что распад $\psi \rightarrow \ell\bar{\ell}$ полностью идет через виртуальный однофотонный канал.

в) Распады $\psi \rightarrow f^+f^-X$ совместны со значительной величиной канала $\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (а не $\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$). Так как ψ -бозон по-видимому адрон (см. ниже), ему можно присвоить G -четность $G = -1$ и изоспин $T = 0$.

г) В $(\psi \rightarrow p\bar{p}) = 2 \cdot 10^{-3}$ ($\pm 30\%$); наблюдается распад $\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$.

Таблица УП. (Продолжение)

д) Не найдены следующие каналы распада ψ' -частиц и установлены верхние пределы их парциальных ширин (90% достоверность).	$\Gamma(\psi' \rightarrow 2\gamma) < 150 \text{ эв} (B < 2 \cdot 10^{-3})$
	$\Gamma(\psi' \rightarrow \pi^0\pi^0) < 400 \text{ эв} (B < 5 \cdot 10^{-3})$
	$\Gamma(\psi' \rightarrow K^+K^-) < 130 \text{ эв} (B < 1,7 \cdot 10^{-3})$
	$\Gamma(\psi' \rightarrow X^0\gamma) \cdot \frac{\Gamma(X^0 \rightarrow 2\gamma)}{\Gamma(X^0 \rightarrow e^+e^-)} < 0,2 \Gamma(\psi' \rightarrow e^+e^-)$ (для $m_{X^0} > 2,6 \text{ ГэВ}$)

В. Данные о $\psi'(3,7)$ -бозоне.

1° Общие сведения. Обнаружение частицы - в ^{186/} (см. рис. 10)
 $M = 3684 \pm 5 \text{ Мэв.}$

$$\left. \begin{array}{l} \int \sigma (|\psi'(3,7) \rightarrow \text{адроны}) dE = 3700 \text{ нбн.Мэв} \\ \Gamma_{ee} = 2,2 \text{ кэв.} \\ 200 \text{ кэв} < \Gamma < 800 \text{ кэв.} \end{array} \right\} \pm 25\%$$

2° Предполагается, что $\mathcal{Y}^{pc} = f^+$. С этим предположением согласуются данные об изотропии пиона, испускаемых в каскадных распадах $\psi'(3,7) \rightarrow \psi(3,1) + \pi^+$ - мезоны.

3° Основные схемы распада ψ' -частиц.

$$\left. \begin{array}{l} \mathcal{B}[\psi' \rightarrow \psi \pi^+ \pi^-] \sim 0,3 \\ \mathcal{B}[\psi' \rightarrow \psi + \text{все каналы}] \sim 0,5 \end{array} \right\} \frac{\Gamma(\psi' \rightarrow \psi + \text{все каналы})}{\Gamma(\psi' \rightarrow \psi \pi^+ \pi^-)} = 1,8 \pm 0,1$$

Экспериментально наблюдалось распады:

$\psi' \rightarrow \pi^+ \pi^- X (m_X = 3,1 \text{ ГэВ}), \psi' \rightarrow \psi \rightarrow e^+ e^- \text{ и } \pi^+ \pi^-$
 Если предположить, что изоскин $T_{\psi'} = 0$, то следует ожидать

$$\Gamma(\psi' \rightarrow \psi \pi^+ \pi^-) / \Gamma(\psi' \rightarrow \psi \pi^+ \pi^-) = 0,5$$

$$\text{т.е. } \mathcal{B}(\psi' \rightarrow \psi \pi^+ \pi^-) = \mathcal{B}(\psi' \rightarrow \psi \pi^+ \pi^-) + \mathcal{B}(\psi' \rightarrow \psi \pi^0 \pi^0) = 0,45$$

Вывод: взаимодействие $\psi' \psi \pi \pi$ сравнимо сильное - для гамильтонiana $\mathcal{H} = \frac{1}{4\pi} \lambda \psi' \psi \pi^+ \pi^-$ $5 \leq \lambda^2 \leq 20$. Это соответствует, например, для сечения $\pi^+ \psi' \rightarrow \pi^+ \psi$ значению

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{4} \frac{1}{m_\psi m_{\psi'}} \simeq 5 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2.$$

С. Поиски новых резонансов, неисследованные вопросы.

⁰ 1. Было произведено сканирование возможного диапазона масс в e^+e^- -с贯穿ениях в области энергий в с.д.и. 3,2 - 5,9 ГэВ (с шагом 1,88 МэВ). В этих опытах была открыта ψ' -частица. Никаких других резонансов с малыми ширинами не было обнаружено (см. рис. I0). Кроме того, полное сечение аннигиляции

$e^+e^- \rightarrow$ адроны изучалось с большой статистикой с шагом 100 МэВ в области энергий от 2,4 до 5,0 ГэВ. Наблюдается широкий пик вблизи 4,1 ГэВ (рис. II). Параметры этого резонанса $\psi''(4,1)$

$$M = 4,15 \text{ ГэВ}; \quad \int S(\psi'' \rightarrow \text{адроны}) dE = 550 \text{ нбн.МэВ}$$

$$\Gamma_{ce} = 3,2 \pm 4,8 \text{ кэВ (в предположении, что } J = 1)$$

$$\Gamma = 200 \pm 300 \text{ МэВ.}$$

Если этот резонанс имеет ту же природу что и ψ, ψ' (например, связанное состояние очарованных кварка-антикварка $\rho'\bar{\rho}'$), то его большая ширина может быть объяснена открытием новых каналов распада (например, на очарованные частицы: $\psi'' \rightarrow D\bar{D}$).

⁰ 2. С точки зрения поисков очарованных частиц очень важно провести тщательное измерение относительных выходов К-мезонов в зависимости от энергии e^+e^- -системы. Так, если существуют резонансные пики типа $\psi'' \rightarrow D\bar{D}$, то в них следует ожидать увеличение выхода К-мезонов (см. § 3). В полученных пока предварительных и не очень точных данных такие резонансные эффекты в отношении K/π не наблюдаются.

⁰ 3. Поиски жестких монохроматических фотонов, которые должны наблюдаться в переходах между разными состояниями связанных очарованных кварков $\rho'\bar{\rho}'$ ("чармоний" см. § 4) пока не увенчались успехом (предварительные данные).

П. Опыты с адронами.

¹ Исследование процесса $p + Be \rightarrow e^+e^- \dots$ группой *MIT-BNL* при энергии протонов $28,5 \pm 30,6$ (Брукхавен, *BNL*) /92/

Наблюдалось образование ψ (3,1)-бозона (открытие этой частицы) в спектре масс e^+e^- -системы (см.рис.12): $p + Be \rightarrow \psi \rightarrow e^+e^-$. Характеристики ψ -частицы: $M = 3,1$ Гэв; $\Gamma < 50$ Мэв (аппаратурная ширина). Если сечение образования имеет вид $d\sigma/dp \propto \exp(-\delta p_z)$ и не зависит от p_z , то полное сечение $\sigma(p + N \rightarrow \psi + \dots) \cdot B_{ee} \sim 1 \cdot 10^{-34}$ см²/нуклон (с учетом $B_{ee} \approx 0,07$ полное сечение образования ψ (3,1)-бозона в протон-нуклонных взаимодействиях $\sim 1,5 \cdot 10^{-33}$ см²/нуклон). ψ' (3,7)-бозонов (и вообще частиц типа ψ , распадающихся по каналу e^+e^- , в диапазоне масс $3,2 \pm 4,0$ Гэв) в этих опытах не обнаружено. Установлен верхний предел для вероятности их образования 1% от вероятности образования ψ (3,1)-частиц (90% достоверность). Таким образом, в тех же предположениях, что и для ψ , $\sigma(pN \rightarrow \psi' + \dots) \cdot B_{ee} < 10^{-36}$ см²/нуклон (90% достоверность).

Примечание: группа *MIT-BNL* предложила для частицы с массой 3,1 Гэв название ψ -частицы.

² Опыты в нейтронном пучке ускорителя *FNAL* (Батавия) /95/

В нейтронном пучке ускорителя *FNAL* со средней энергией нейтронов $2,5 \cdot 10^2$ Гэв найдено образование ψ -бозонов (по их $\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -распаду). ψ -бозоны характеризуются распределением по поперечному импульсу $\propto \exp(-2p_x^2)$

$$\sigma(pN \rightarrow \psi + \dots) \cdot B_{\mu\mu} = \begin{cases} 3,6 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{нуклон} & (|x| > 0,24) \\ 1,6 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{нуклон} & (|x| > 0,32) \end{cases}$$

($x = p_\psi^*/p_{\psi, \text{max}}^*$). Так как кинематические условия этих опытов сильно отличаются от опытов группы *MIT-BNL*, данные трудно сравнить между собой. Однако, можно утверждать, что сечение образования ψ -частицы в опытах *FNAL* существенно выше, чем в опытах в *BNL*.

Таблица П. (Продолжение)

Ш. Опыты по фоторождению и электророждению.

I. Опыты в γ -пучке ускорителя *FNAL* (Батавия) /94/.

В γ -пучке ускорителя *FNAL* при энергии γ -квантов > 80 Гэв найдено фоторождение ψ -бозонов (по их $\psi \rightarrow \pi^+ \pi^-$ распаду, см. рис. I3) в реакции $\gamma + Be \rightarrow \psi + Be$. Найдено, что в значительной доле случаев ($\sim 0,5$) фоторождение происходит когерентно на ядре. Получено сечение $\sigma(\gamma + Be \rightarrow \psi + Be)_{\text{вн}} = (16 \pm 5)$ нбн/ядро. Отсюда в модели векторной доминантности оценено полное сечение взаимодействия ψ -частиц с нуклонами $\sigma_r(\psi N) \approx 1$ мбн (полное сечение дифракционного процесса $\sigma(\psi N \rightarrow \psi \dots) \approx 0,02$ мбн).

2. Опыты на ускорителе *SLAC* (Стэнфорд).

а) Фоторождение.

E_γ (Гэв)	$\frac{d\sigma}{dt} _{t=0}$ нбн/Гэв ²	$\sigma_{\text{полн}}(\gamma N \rightarrow \psi N)$ (нбн)	Проводились опыты на мишениях из водорода и дейтерия. Сечение приводится на нуклон, причем $\sigma(\gamma p \rightarrow \psi p) = \sigma(\gamma n \rightarrow \psi n)$
12	12		
15	6 ± 1	1	
19	15 ± 1		
21	14 ± 1	4 ± 6	

Кроме того, найдено фоторождение ψ' (3,7)-бозона, и установлено, что $\sigma(\gamma N \rightarrow \psi' N) = \sigma(\gamma N \rightarrow \psi N)$, хотя наблюдаемый эффект гораздо более слабый, из-за малой величины $V_{ee}(\psi')$ и $V_{\mu\mu}(\psi')$.

б) Электророждение.

При энергии электронов 20,5 Гэв (*SLAC*) получена верхняя граница для электророждения ψ (3,1)-бозонов $\sigma(e^{\pm} \rightarrow \psi \dots) < 0,46$ нбн/нуклон (90% достоверность) /95/.

IV. Другие работы.

I. Исследование спектров инвариантных масс конечных бозонных состояний в реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^-$ при импульсе π^+ -мезонов 40 ГэВ/с (ускоритель ИФВЭ, Серпухов). Проводились поиски частиц с массой 2-5 ГэВ, распадающихся по каналам $X^c \rightarrow \pi^+ \pi^-, \mu^+ \mu^-, K^+ K^-$. На уровне сечений (умноженных на соответствующие парциальные вероятности) $10^{-33} - 10^{-34}$ см² новых частиц не найдено /96/.

У. О возможной интерпретации ψ частиц.

Основная проблема – объяснить малую распадную ширину $\psi(3,1)$ – и $\psi'(3,7)$ -частиц, т.е. резкую подавленность их адронных, а возможно и радиационных распадов.

A. ψ -частицы не являются адронами.

a) ψ -частицы – это нейтральные промежуточные бозоны (Z^0).

Достижения: распадные ширины ψ -частиц находят разумное объяснение.

Трудности:

1⁰) Из данных по фоторождению ψ -частиц следует, что они имеют слишком большое сечение взаимодействия с адронами (~ 1 мбн).

2⁰) Сечения образования $\psi(3,1)$ -частиц в адронных взаимодействиях примерно на 2 порядка превышают ожидаемые сечения образования Z^0 -бозонов.

3⁰) Не наблюдаются процессы с несохранением четности в реакции $e^+ e^- \rightarrow \psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

4⁰) Трудно объяснить существование двух нейтральных промежуточных бозонов $\psi(3,1)$ и $\psi'(3,7)$ и отсутствие заряженных промежуточных бозонов с близкими массами.

5⁰) Нельзя объяснить большую вероятность распада $\psi' \rightarrow \psi \pi^+ \pi^-$.

Резюме: Гипотеза промежуточного бозона полностью противоречит экспериментальным данным и должна быть отвергнута

б) ψ -частицы это стеноны, т.е. частицы типа промежуточных бозонов (обладающие прямым взаимодействием с лептонами), но участвующие в квадратичных сильных взаимодействиях (т.е. взаимодействие пары ψ -частиц - сильное).

Достижения: Устраняются трудности предыдущего раздела $a1^0$, $a2^0$, $a5^0$.

Трудности: 1) Остаются трудности $a3^0$ и может быть $a4^0$.

2) Константа взаимодействия стенона с ν_μ должна быть много меньше константы взаимодействия с мюоном, т.к. иначе это привело бы к большому сечению образования мюонных пар нейтрин (на несколько порядков превышающему экспериментальные пределы).

Резюме: Стенонная гипотеза не опровергнута экспериментами, хотя встречается с заметными трудностями. Окончательно этот вопрос может быть решен в опытах по электророждению ψ -частиц /97, 98/.

В. ψ -частицы – это адроны.

а) ψ -частицы характеризуются новыми квантовыми числами, которые запрещают их распады на обычные адроны. Эти квантовые числа могут нарушаться только в электромагнитных и слабых процессах. Примером такого квантового числа может быть "цвет". "Цветная" интерпретация не закрыта экспериментальными данными, хотя встречается с существенными трудностями (например, на опыте не наблюдаются распады ψ -частиц, в которых испускаются γ -кванты). В "цветной" модели должно существовать много новых "цветных" частиц. ψ -частицы могут обладать и совсем новыми квантовыми числами, не связанными с "цветом".

Резюме: Надо искать новые частицы с новыми квантовыми числами (типа "цветных частиц" и т.д.).

Таблица УП. (Продолжение)

б) ψ -частицы не обладают новыми квантовыми числами, но существует какой-то динамический механизм, подавляющий их адронные распады и приводящий в результате к узким распадным ширинам. Такой механизм может иметь место, если ψ -частицы - это "состояние со скрытым очарованием". Другими словами, ψ -частицы являются связанными состояниями пары очарованных кварков и антикварков $p' \bar{p}'$.

Переход системы $(p' \bar{p}')$ в состояния с обычными кварками может быть очень сильно подавлен. Это позволяет объяснить основные свойства ψ -частиц: малую ширину распада ψ и ψ' на обычные адроны, большую относительную вероятность распадов $\psi' \rightarrow \psi \pi \pi$, наблюдавшиеся на опыте сечения образования ψ -частиц адронами и χ -квантами. Система $(p' \bar{p}')$ легко может переходить в систему типа $(p' \bar{p}) + (p \bar{p}')$ и т.д., т.е. распадаться на очарованные частицы ($\mathcal{D}, \bar{\mathcal{D}}$), если $M(p' \bar{p}') > 2M_{\mathcal{D}}$.

Малые распадные ширины ψ и ψ' -частиц требуют, чтобы массы очарованных частиц были $> 1,8-2$ ГэВ. Возможно, что так называемое состояние $\psi''(4,1)$ - это тоже система $(p' \bar{p}')$, которая распадается с испусканием пары очарованных частиц (с $M_{\mathcal{D}} = 1,9 \pm 2$ ГэВ) и имеет поэтому значительную ширину.

Резюме: ψ -частицы могут быть связанными состояниями пар очарованных кварков-антикварков. В настоящее время это самая популярная теоретическая гипотеза. Для ее проверки следует: 1) искать очарованные частицы (см. § 3); 2) искать другие связанные состояния типа $(p' \bar{p}')$ с малыми распадными ширинами и исследовать переходы между этими состояниями - особенно радиационные переходы (см. § 4).

§ 3. Очарованные частицы.

В главе I уже говорилось о расширении структуры семейства кварков ^{при переходе} от фундаментального SU_3 -триплета p, n, λ -кварков к SU_4 -квадруплету, в состав которого входит "старый" SU_3 -триплет и дополнительный четвертый очарованный p' -кварк. Хотя гипотеза о существовании очарованных кварков была сделана еще в 1974 г., она приобрела интерес в последние годы в связи с проблемой нейтральных токов, как об этом уже говорилось выше. Подробный анализ существовавшей перед открытием ψ -частиц ситуации и библиографию основных работ в этой области можно найти в /5,6/.

В связи с обнаружением ψ -частиц и их возможной интерпретацией как $(p' \bar{p}')$ -состояний со "скрытым очарованием", интерес к очарованным частицам драматически обострился. Были сделаны довольно определенные оценки для ожидаемых значений масс этих частиц, и их поиски ведутся в настоящее время во многих экспериментах. В таблице УШ приведены возможные типы и свойства очарованных частиц, и перечислены основные направления экспериментальных исследований.

Существующие экспериментальные данные не закрывают возможность существования короткоживущих частиц ("цветных", очарованных, нестабильных кварков с целыми зарядами и т.д.) с массами $\geq 1,5$ Гэв и временами жизни, меньшими 10^{-11} - 10^{-12} сек. Могли остаться незамеченными даже частицы с большими временами жизни. В этой связи стоит напомнить, что в настоящее время зарегистрировано всего около 40 событий с образованием Ω^- -гиперонов. А для этой частицы все ее свойства были очень хорошо предсказаны, и она искалась специально в соответствующих очень специфич-

ческих и хорошо идентифицируемых процессах. Менее "заметную" частицу легко можно было бы пропустить. Поэтому нужны тщательные и разнообразные экспериментальные поиски новых частиц, которые должны проводиться различными методами - как прямыми, так и по свойствам их продуктов распада.

Экспериментаторам не следует себя ограничивать только поисками тех частиц, свойства которых обсуждались выше, и которые нужны сегодня теории в связи с проблемой ψ -бозонов, нейтральных токов, слабых взаимодействий. Надо уделить должное внимание и поискам более долгоживущих частиц (особенно нейтральных, для которых систематические поиски почти не проводились). В этой связи хотелось бы отметить, что одним из способов поисков частиц со временами жизни $> 10^{-8}$ сек (как заряженных, так и нейтральных) является метод, предложенный Понтекорво /99/. Этот метод основан на предположении, что новые частицы обладают сильными взаимодействиями и могут задерживаться в ядре-мишени, образуя радиоактивные квазиядра (аналогичные гиперядрам, в которых задерживаются гипероны). Такие процессы привели бы к существованию искусственной радиоактивности нового типа с очень большой энергией распада. В подобных опытах можно заметить образование новых частиц с сечениями на 10 порядков меньшими полного ядерно-нуклонного взаимодействия. Уже проведены поиски такой радиоактивности для области времен жизни новых частиц от 10^{-2} сек. до нескольких лет /100, 101/. В настоящее время ведутся эксперименты, задача которых - исследовать области времен жизни вплоть до 10^{-8} сек.

Таблица УШ. ОЧАРОВАННЫЕ ЧАСТИЦЫ

I. Простейший вариант SU_4 -симметрии (с очарованным夸кком P)

Существует фундаментальный квартет кварков со следующими значениями квантовых чисел:

	Q	I	I_3	B	S	C	
P	+2/3	1/2	+1/2	1/3	0	0	
n	-1/3	1/2	-1/2	1/3	0	0	
λ	-1/3	0	0	1/3	-1	0	
P'	+2/3	0	0	1/3	0	+1	

SU_3 -триплет }
} SU_4 -квартет
 SU_3 -синглет }

Q - электрический заряд, I, I_3 - изоспин и его проекция, B - барионный заряд, S - странность, C - очарование.

Примечание: Это простейшая модель с очарованными кварками. Возможно, что существуют три цветных SU_4 -квартета. Могут быть и другие схемы, в том числе и с целыми зарядами.

2. Мезоны в SU_4 .

Структура мультиплетов: $4 \otimes \tilde{4} = 15 + 1$; SU_3 структура SU_4 -15 плета: $15 = 8 \oplus 3 \oplus \bar{3} \oplus 1$. Кроме обычного нонета мезонов, есть еще 7 новых состояний: SU_3 - триплет очарованных мезонов ($C = +1; \vartheta^+, \vartheta^0, F^+$); SU_3 - триплет их античастиц ($C = -1; \vartheta^-, \bar{\vartheta}^0, F^-$); SU_3 - синглет без очарования. Последнее состояние может быть чистым $\rho' \bar{\rho}'$ -состоянием, но может смешиваться с $\rho \bar{\rho}$, $n \bar{n}$ и $\lambda \bar{\lambda}$ -состояниями. Предполагается, что, по крайней мере, для векторных мезонов существенного смешивания не происходит, и почти чистое $\rho' \bar{\rho}'$ -состояние представляет собой ψ -частицу.

Таблица УШ. (Продолжение)

Очарованные мезоны-псевдоскалярные (0^-), векторные (1^-) и т.д.

Структура	Q	I	I_3	S	C	Ожидаемые значения масс для 0^- , 1^- (Гэв)
D^+ $(P' \bar{n})$	+1	1/2	+1/2	0	+1	
D^0 $(P' \bar{p})$	0	1/2	-1/2	0	+1	2,1 ± 2,2
F^+ $(P' \bar{\lambda})$	+1	0	0	+1	+1	

3. Барионы в SU_4 .

Структура мультиплетов $4 \otimes 4 \otimes 4 = \bar{4} \oplus 20 \oplus 20' \oplus 20''$.
 20-полностью симметричный SU_4 мультиплет барионов со спином 3/2. Его SU_3 -структура $20 \supset 10 \oplus 6 \oplus 3 \oplus 1$: 10 барионов - "старый" декуплет обычных барионов и $6 \oplus 3 \oplus 1$ - 10 новых очарованных барионов. $20'$ SU_4 - мультиплет смещенной симметрии, описывает барионы со спином 1/2. Его SU_3 структура $20' \supset 8 \oplus 6 \oplus 3 \oplus \bar{3}$: "старый" октет обычных барионов и 12 очарованных новых барионов.

Очарованные барионы со спином 3/2

Ожидаемое значение масс (Гэв):
 к.Ф.-по квадратичной масс.формуле.
 л.Ф.-по линейной масс.формуле

$C = 1$	$(ppp')^{++} (pp\bar{p}')^+ (nn\bar{p}')^0$ $(\rho\lambda p')^+ (n\lambda\bar{p}')^0$ $(\lambda\lambda p')^0$	$I = I, S = 0$ $I = I/2, S = -1$ $I = 0, S = -2$	$3,2 - 3,3$ Гэв к.Ф. $4,3 - 4,6$ Гэв л.Ф.
$C = 2$	$(pp'p')^{++} (hp'p')^+$ $(\lambda p'p')^+$	$I = I/2, S = 0$ $I = 0, S = -1$	$4,4$ к.Ф. $7,3 \pm 7,4$ л.Ф.
$C = 3$	$(p'p'p')$	$I = 0, S = 0$	$5,3$ к.Ф. $10,3$ л.Ф.

Таблица УШ. (Продолжение).

Очарованные барионы со спином I/2.		Обозна- чение /6/	Ожидае- мое зна- чение масс (Гэв)
C = 1	$(ppp')^{++} [(ph)_{sym} p']^+ (nnp')^0$	I=I; S=0	C _I 3,5 + 3,6 к.Ф.
	$[(p\lambda)_{sym} p']^+ [(h\lambda)_{sym} p']^0$	I=I/2; S=-I	S 6,2 + 6,6 л.Ф.
	$(\lambda\lambda p')^0$	I=0; S=-2	T
C = 1	$[(p\lambda)_{asym} p']^+ [(h\lambda)_{asym} p']^0$	I=I/2; S=-I	A 2,9 + 3,0 к.Ф.
	$[(p\lambda)_{asym} p']^+$	I=0; S=0	C ₀ 4,6 + 4,8 л.Ф.
C = 2	$(pp'p')^{++} (np'p')^+$	I=I/2; S=0	X 4,3 + 4,4 к.Ф.
	$(\lambda p'p')^+$	I=0; S=-I	X _S 8,8 + 9,0 л.Ф.

Замечание к 2, 3.

Приведенные в таблицах ожидаемые значения масс очарованных частиц получены из массовых формул /102/ (т.е. модельно-зависимы). Однако, если Ψ -частицы – это состояния из пары очарованных夸克ов с массой ~ 3 Гэв, то так как обычные 0^- и 1^- мезоны – пары обычных夸克ов – имеют массу ≤ 1 Гэв, для масс очарованных 0^- и 1^- мезонов – состоящий из обычного и очарованного夸к – из общих соображений следует ожидать значений ~ 2 Гэв. Для барионов можно ожидать, что массы самых легких очарованных частиц должны иметь значения $\sim 2,5 + 3$ Гэв.

4. Распады очарованных частиц.

Те очарованные частицы, которые не могут распадаться на более легкие состояния с сохранением очарования, распадаются только под влиянием слабого взаимодействия.

а) Структура слабого адронного тока:

$$\bar{p} (n \cos \vartheta + \lambda \sin \vartheta) + \bar{p}' (-n \sin \vartheta + \lambda \cos \vartheta)$$

ϑ – угол Кабибо.

б) Лептонные распады очарованных частиц: амплитуды переходов типа $\rho' \rightarrow \lambda \bar{e} \nu \propto \cos \vartheta$, амплитуды переходов типа $\rho' \rightarrow n \bar{e} \nu \propto \sin \vartheta$. Правила отбора: $\Delta Q = \Delta C$, амплитуды переходов с $\Delta S = \Delta C; \Delta I = 0 \propto \cos \vartheta$, амплитуды переходов с $\Delta S = 0; \Delta I = \frac{1}{2} \propto \sin \vartheta$. Примеры основных распадов: $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \mu^+ \nu_\mu$; $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu$; $F^+ (\pi^+) \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. Примеры распадов, подавленных, как $t g^2 \vartheta = 0.05$: $D^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$; $F^+ \rightarrow K^0 \mu^+ \nu_\mu$.

в) Нелептонные распады: амплитуды переходов типа

$$\rho' \rightarrow \lambda p \bar{n} \propto \cos \vartheta$$

амплитуды переходов типа

$$\rho' \rightarrow n p \bar{n} \propto \sin \vartheta$$

Примеры основных распадов: $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$; $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$; $F^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$

Примеры распадов, подавленных как $t g^2 \vartheta = 0.05$: $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$; $F^+ \rightarrow K^+ \pi^0$.

г) Ожидаемое время жизни очарованных частиц $\sim 10^{-12} \div 10^{-14}$ сек.

д) Ожидаемая величина относительной вероятности лептонных распадов очарованных частиц – от десятков процентов до десятых долей процента.

Итак: основные типы распадов очарованных частиц – это распады с изменением странности.

5⁰. Образование очарованных частиц.

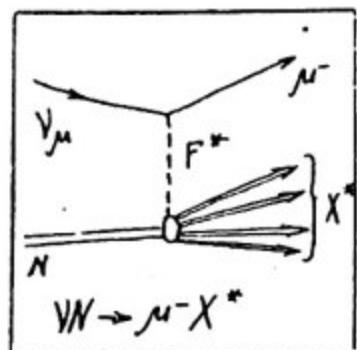
а) Адронные процессы: Должно иметь место парное рождение очарованных частиц. Оценки сечений очень неопределенные – от микробарнов, до очень малых величин. Так в /103/ делается вывод, что образование очарованных частиц в двухчастичных реакциях должно происходить с сечениями $\lesssim 0,1$ нбн, а в инклузивных процессах – с сечениями $\lesssim 50$ нбн.

б) Встречные пучки $e^+ e^-$:

Образование системы ($\rho' \tilde{\rho}'$) с массой выше порога распада на пару очарованных частиц будет служить хорошим источником очарованных частиц. Может быть Ψ'' -частицы как раз и являются таким источником.

в) Нейтриноные процессы:

В нейтриноных реакциях может иметь место одиночное рождение очарованных частиц (слабое взаимодействие) – например $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow C^* \mu^-$ или $\bar{\nu}_\mu n \rightarrow C^* \bar{\mu}^-$. Однако, эти процессы подавлены как $\sin^2 \theta$. В /104/ был рассмотрен эффективный механизм рождения очарованных частиц нейтрино и антинейтрино без подавления углом Кабибо, заключающийся в образовании виртуального векторного F^* -мезона и его последующего перерассеяния на нуклоне. Оценки показали, что при энергии нейтрино 50 ГэВ $\sigma(\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^- X^*) \sim 10^{-38} \text{ см}^2$ (X^* – система адронов с квантовым числом $F^* N$ -системы, т.е. обладающая очарованием). Возможно, что такие частицы наблюдались в нейтриноных опытах *FNAL* /105/, хотя пока еще результаты не достаточно определенные.

г) Образование очарованных частиц виртуальными Ψ -бозонами:

Из данных по фоторождению Ψ -бозонов был сделан вывод, что $\sigma_{\text{полн}}(\Psi N) \approx 1 \text{ мб}$, а $\sigma_{\text{упруг}}(\Psi N \rightarrow \Psi \dots) \approx 0,02 \text{ мб}$.

Возможно, что $\sigma_{\text{полн}}(\Psi N)$ в основном обусловлено процессами типа $\Psi N \rightarrow D\bar{D}^+ \dots$ /98/. Если это так, то в реакциях фоторождения полное сечение образования пар $D\bar{D}$ может достигать величины $\sim 10^{-30} - 10^{-31} \text{ см}^2$, а в реакциях электророждения – величины $10^{-32} - 10^{-33} \text{ см}^2$, т.е. $\sim 10^{-3}$ от полного сечения неупругих взаимодействий.

6. Поиски очарованных частиц.

Предложенные методы идентификации очарованных частиц включают в себя исследования спектров эффективных масс $K\bar{L}$ - и $K\bar{K}$ - состояний, поиски совместного рождения очарованных частиц, поиски их лептонных распадов и т.д. Возможна также прямая идентификация образования и распада очарованных частиц в идерных фотоэмulsionях (эмulsionи это единственный существующий сейчас тип детектора, в котором можно непосредственно наблюдать распады частиц со временем жизни $10^{-12} - 10^{-14}$ сек). Появилось даже сообщение о возможном наблюдении I такого события в эмульсиях, облученных космическими лучами. Следует отметить, что для поисков очарованных частиц можно использовать метод "меченых фотоэмulsionий", т.е. сочетание фотоэмulsionационной мишени и регистрирующей аппаратуры с искровыми камерами. Искровые детекторы позволяют "метить" подозрительные события, указывая их координаты в эмульсии с точностью $\sim 1 \text{ mm}^3$. Это позволило бы в $10^3 - 10^4$ раз ускорить просмотр фотоэмulsionий.

§ 4. "Чармопий"

В ряде теоретических работ, появившихся после открытия Ψ -бозонов /106-108/, была рассмотрена система ($\rho'\tilde{\rho}'$)-пара очарованных кварков-антикварков, которая по аналогии с позитронием получила название "чармопий" (в том числе и "орточармопий" и "парачармопий") *). Анализ этой системы проводился в модели цветных глюонов в рамках представлений об асимптотической свободе. Показано, что взаимодействие между ($\rho'\tilde{\rho}'$) и другими частицами может осуществляться через обмен тремя глюонами (обмен одним глюоном запрещен по цвету, двумя глюонами – запрещен по С-четности). Это приводит к некоторому эффективному взаимодействию, сравниmu по величине с электромагнитным, и позволяет объяснить малую распадную ширину Ψ и Ψ' -частиц. Такая модель предсказывает существование ряда новых узких связанных состояний "чармопия", лежащих ниже порога образования пар очарованных частиц. В качестве иллюстрации рассмотрим таблицу состояний "чармопия" (Таблица IX), взятую из /106/, где приводятся ожидаемые характеристики этих состояний (массы, ширины, квантовые числа, типы и вероятности распадов). Надо, конечно, иметь в виду, что соответствующие оценки модельно-зависимы. Однако основные выводы, которые могут быть при этом сделаны, являются довольно общими:

- а) следует ожидать существование ряда новых частиц с узкими ширинами в области масс 3-4 ГэВ **).

*) Название "чармопий" – от *"charm"* – очарование.

**) Масса пары очарованных мезонов $2M_0 \gtrsim 4$ ГэВ. Более возбужденные состояния чармопий с энергией $> 2M_0$ могут легко разваливаться с испусканием этих пар и должны иметь большую ширину.

б) Должны иметь место распады Ψ и Ψ' -частиц в эти новые состояния, хотя соответствующие вероятности могут быть не слишком велики.

в) Среди таких распадов должны быть радиационные переходы с испусканием монохроматических фотонов с энергией от нескольких десятков до нескольких сотен Мэв; обнаружение монохроматических χ -линий в опытах на встречных e^+e^- кольцах в области масс Ψ и Ψ' резонансов явилось бы очень сильным подтверждением правильности модели с очарованными кварками.

Высказывались также соображения, что исследования спектров чармония (если он действительно существует) могут сыграть для физики сильных взаимодействий ту же роль, которую для атомной физики сыграли в свое время исследования спектров атома водорода.

Я благодарен Б.А.Арбузову, С.С.Герштейну, В.И.Захарову, А.М.Зайцеву, Б.Л.Иоффе и Л.Б.Окуню за многочисленные обсуждения.

Таблица IX.

Состояния "чармоная"

Название состояний	$I^G(J)$	Масса (Гэв)	Ширина (Мэв)	Распады	
Пара I $1S_0$	$0^+ (0^-)$	3,05	6,5	→ адроны	100%
				→ 2γ	0,2%
Орто I $\Psi(3,104)$	$0^- (1^-)$	3,104	0,075	→ адроны	87 %
				→ e^+e^-	5 %
				→ $\mu^+\mu^-$	5 %
				→ адроны + γ	2,7%
				→ Пара I + γ	0,2%
				→ $\bar{V}V$	$< 10^{-4}\%$
P_c	$0^+ (0^+)$			→ орто I + γ	основной канал
P_i	$0^+ (1^+)$			→ пара I + 2π	малый или нулевой канал
P_2	$0^+ (2^+)$	3,5	~ 8	→ адроны	$< 2\%$
P'_3	$0^- (1^+)$				
Пара II. $2S_0$	$0^+ (0^-)$	3,67	> 5	→ адроны	$\Gamma = 4$ Мэв
				→ пара I + 2π	значительный
				→ $P'_3 + \gamma$	$\Gamma = 0,15$ Мэв
				→ орто I + γ	$\Gamma \lesssim 0,9$ Мэв
				→ 2γ	$\Gamma = 5$ Кэв
Орто II. $2S_2$ $\Psi''(3,695)$	$0^- (1^-)$	3,695	~ 1	→ орто I + 2	основной канал
				→ Пара I + γ	$\Gamma < 0,25$ Мэв
				→ $P_c + \gamma$	$\Gamma \lesssim 0,16$ Мэв
				→ $P_i + \gamma$	$\Gamma \lesssim 0,16$ Мэв
				→ $P_2 + \gamma$	$\Gamma \lesssim 0,16$ Мэв
				→ адроны	$\Gamma \sim 46$ Кэв
				→ e^+e^-	$\Gamma \sim 2$ Кэв
				→ $\mu^+\mu^-$	$\Gamma \sim 2$ Кэв
				→ Пара II + γ	$\Gamma \lesssim 24$ эв
				→ $\bar{V}V$	$\Gamma < 4$ эв
				Пары очарованных частиц (если $2M_Q$ несколько меньше 3,695).	

Л и т е р а т у р а

1. M. Gell-Mann. *Phys. Letters.* 8. 214 (1964).
2. M. Gell-Mann *Summary Talk at the XVI. Conf. on High Energy Physics (Batavia, 1972); Preprint CALT-68-379 (1972)*
3. G. Zweig. *CERN Report 8419/T.H. 412 (1964)*
4. Б.Л.Иоффе, Е.П.Шабалин. ЯФ, 6, 828 (1967).
Б.Л.Иоффе. УФН 110, 357 (1973).
5. Л.Б.Окунь. Адроны и кварки. Конспект лекций МИФИ "Некоторые проблемы современной теории ядра". Часть II. Москва. 1974 г.
6. M.K. Gaillard et al. *Fermilab-PUB 74/86 THY (1974)*.
7. Н.Н.Боголюбов и др. Препринт ОКИИ Р-2141, Дубна (1965). Физика высоких энергий и теория элементарных частиц. "Наукова Думка". Киев. 1967 (лекции Н.Н.Боголюбова и А.Н.Тавхелидзе).
8. M.Y. Han, Y. Nambu, *Phys. Rev.* 139B. 1006 (1965)
9. M. Gell-Mann. *TH-1543. CERN (1972)*.
10. А.М.Зайцев, Л.Г.Ландсберг. Препринт ИФВЭ 74-120 (1974).
11. Л.Г.Ландсберг. УФН. 109. 695 (1973).
12. Л.Г.Ландсберг. Препринт ИФВЭ 73-48, Серпухов (1973).
13. V. Hagopian et al. *Phys. Rev. Lett.* 13. 280 (1964).
14. W. Brum et al. *Phys. Rev. Lett.* 13. 353a (1964).
15. H.H. Bingham et al. *Phys. Rev. Lett.* 9. 201 (1964).
16. L.B. Leipuner et al. *Phys. Rev. Lett.* 12. 423 (1964).
17. Ю.М.Антипов и др. ЯФ 10. 976 (1969); *Phys. Lett.* 29B. 245 (1969).
Phys. Lett. 30B. 576 (1969).
18. J.V. Allaby et al. *Nuovo Cim.* 64A. 75 (1969).
19. L.B. Leipuner et al. *Phys. Rev. Lett.* 31. 1226 (1973).
20. T. Nash et al. *Phys. Rev. Lett.* 32. 858 (1974).
21. M. Bott-Bodenhausen et al. *Phys. Lett.* 40B. 693 (1972).
22. R.C. Strand et al. *Bull. Am. Phys. Soc.* 15. 792 (DCG) (1970)

23. P. Franzini et al. *Phys. Rev. Lett.* 14, 196 (1965)
 24. D.E. Dorfman et al. *Phys. Rev. Lett.* 14, 999; 1003 (1965)
 25. Ф. Бинон и др. ЗОВ, 510 (1969), *Phys. Lett.*
 26. Ю.И. Антипов и др. ЯФИ~~12~~. ЗII (1970); *Nucl. Phys.* B31. 235 (1971).
 27. Я.В. Гришкевич и др. XV Intern. Conference on High Energy Physics (Kiev, 1970), Kiev "Naukova Dumka", (1972).
 28. Б.Ю. Балдин и др. Препринт ОИЯИ, РИ-7846 (1974);
XVII Intern. Conf. on High Physics (London, 1974)
 29. Ю.Б. Бушнин и др. Препринт ИФВЭ 72-II6, Серпухов, 1972;
Nucl. Phys. B58, 476 (1973).
 30. J.A. Appel et al. *Phys. Rev. Lett.* 32. 428 (1974).
 31. B. Alpers et al. *Phys. Lett.* 46B, 265 (1973).
 32. Ю.И. Антипов и др. ЯФ I3.130 (1971); *Nucl. Phys.* B27. 374 (1971).
 33. E.H. Bellamy et al. *Phys. Rev.* 166. 1391 (1968)
 34. R Galik et al. SLAC-PUB-1354 (1973).
 35. L.W. Jones, *Physics Today* 26, N5, 30 (1973).
 36. Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков. Релятивистская астрофизика
 "Наука". Москва 1967.
 37. В.И. Максименко и др. Письма в ЖЭТФ, 3. 340 (1966); Е.Л. Фейнберг. УФН. I04. 539 (1971).
 38. Р.Г. Коноплич, Н.Н. Николаев, Письма ЖЭТФ (1974).
 39. H.Goldberg, *Phys. Rev. Lett.* 32, 1470 (1974).
 40. J. Schwinger. *Science* 165, 757; 166, 690 (1969).
 41. И.И. Гуревич и др. *Phys. Lett.* 38B. 549 (1972).
 42. В.П. Зрелов и др. ОИЯИ Р-1-7996 (1974).
 43. R.A. Corrigan et al. *Phys. Rev. D8*. 3717 (1973).
 44. R.R. Ross et al. LBL-1730 (SLAC-PUB-1249); (1973); *Phys. Rev. D4*. 3260 (1971); D8. 698 (1973).

45. С.С.Герштейн, Л.Г.Ландсберг, В.Н.Фоломешкин. Труды семинара по же проблеме "Наука". Москва (1974 г.), стр.432.
46. M. Perl Труды семинара по же проблеме. "Наука". Москва (1974), стр.337.
47. J.D. Bjorken, C.H.L. Smith Phys. Rev. D7, 887 (1973)
48. M.A. Beg, A. Sirlin Ann. Rev. Nucl. Phys. 24, 379. (1974).
49. B.W. Lee. Proc. of XVI Int. Conf. on High Energy Phys. (Batavia-Chicago, 1972)
50. Элементарные частицы (первая зимняя школа ИТЭФ) часть I. Атомиздат (1973). Лекции В.Б.Берестецкого и Л.Б.Окуяя.
51. C.H.L. Smith Preprint TH-1710-CERN (1973)
52. A. Barna et al. Phys. Rev. 173, 1391 (1968).
53. А.С.Белоусов и др. ЖЭТФ 37, 1613 (1959).
54. А.И.Горбунов и др. ЖЭТФ 38, 69 (1960).
55. D.H. Coward et al. Phys. Rev. 131, 1782 (1963)
56. J.W. Cronin et al. Phys. Rev. D10, 3092 (1974).
57. D. Bintinger et al. FNAL (1974).
58. G.A. Romm. Nature Phys. Science, 227, 1323 (1970); 230, 145 (1971)
59. A.R. Clark et al. Preprint LBL-700 (1972).
60. V. Alles Borelli et al. Lett. Nuov. Cim. 4, 1156 (1970);
M. Bernardini et al. YI Int. Symp. on Electron Interactions (Bonn, 1973).
61. S. Orilo et al. Phys. Lett. 48B, 165 (1974).
62. PEP Summer Study (1974) PEP-137 (LBL/SLAC).
63. C. Betourne et al. Phys. Lett. 17, 70 (1965).
64. H. Behrend et al. Phys. Rev. Lett. 15, 900 (1965).
65. R. Budnitz et al. Phys. Rev. 141, 1313 (1966).
66. C.D. Boley et al. Phys. Rev. 167, 1275 (1968)
67. C.H. Lichtenstein et al. Phys. Rev. D1, 825 (1970).

68. A.D. Liberman et al. *Phys. Rev. Lett.* 22, 663 (1969).
 69. H. Gittleson et al. *Phys. Rev.* D10, 1379 (1974).
 70. C. Bacci et al. *Phys. Lett.* 44B, 530 (1973).
 71. Л.Г. Деденко и др. *Nucl. Phys.* B57, 263 (1973).
 72. С.С. Герштейн, В.Н. Фоломешкин. *ЯФ* 8, 768 (1968).
 73. А.С. Асратян и др. *Phys. Rev. Lett.* 32, 1387 (1974).
 75. T.H. Eichten et al. *Phys. Lett.* 46B, 281 (1973).
 76. А.И. Мухин, В.Н. Фоломешкин. Препринт ИФВЭ 75-3 (1975).
 77. Е.Б. Богомольный. *ЯФ* 18, 574 (1973); 20, 984 (1974).
 78. L. Resnick et al. *Phys. Rev.* D8, 172 (1973).
 79. S.L. Adler et al. FNAL-PUB-74/64 (1974).
 80. D. Kohler et al. *Phys. Rev. Lett.* 33, 1628 (1974).
 81. E. Ma. *Phys. Rev.* D10, 1576; 2298 (1974).
 82. J.R. Primack, H.R. Quinn *Phys. Rev.* D6, 3171 (1972).
 83. M. Conversi et al. *Phys. Lett.* 46B, 269 (1973).
 84. D.W. McKay, H. Munczek *Phys. Rev. Lett.* 34, 432 (1975).
 85. J.E. Augustin et al. *Phys. Rev. Lett.* 33, 1406 (1974).
 86. G.S. Abrams et al. *Phys. Rev. Lett.* 33, 1453 (1974).
 87. A.M. Boyarski et al. SLAC-PUB-1523 (LBL-3632) (1975).
 88. J.E. Augustin et al. SLAC-PUB-1520 (LBL-3621) (1975).
 89. C. Bacci et al. *Phys. Rev. Lett.* 33, 1408 (1974).
 90. L. Criegee et al. *Phys. Lett.* B53, 489 (1975).
 91. W Braunschweig et al. *Phys. Lett.* B53, 491 (1975).
 92. J.J. Aubert et al. *Phys. Rev. Lett.* 33, 1404; 1624 (1974).
 93. B. Knapp et al. FNAL (1975).
 94. B. Knapp et al. FNAL (1975).
 95. J.F. Martin et al. *Phys. Rev. Lett.* 34, 288 (1975).
 96. В.Д. Апель и др. Препринт ИФВЭ 75-28 (1975).

97. С.С.Герштейн и др. Препринт ИФВЭ 75-ІЗ (1975).
98. В.И.Захаров, Б.Л.Иоффе, Л.Б.Окунь. ЯФ. 2I (1975).
99. Б.М.Понтекорво. ЯФ II, 846 (1970).
100. А.В.Демьянин и др. ЯФ I3, 786 (1971).
101. Г.Д.Алексеев и др. Препринт ОИЯИ PI-8539 (1975).
102. *S. Okubo et al.* Phys. Rev. Lett. 34, 236 (1975).
103. *V. Barger, R.J.N. Phillips* CDD-881-438.
104. В.А.Арбузов, С.С.Герштейн, В.Н.Фоломешкин. Препринт ИФВЭ 75-II (1975).
105. *A. Benvenuti et al.* Phys. Rev. Lett. 34, 419 (1975).
106. *T. Appelquist et al.* Phys. Rev. Lett. 34, 43; 365 (1975).
107. *De Rujula, S.L. Glashow.* Phys. Rev. Lett. 34, 46 (1975).
108. *E. Eichten et al.* Phys. Rev. Lett. 34, 369 (1974).
109. *C.W. Kim, A. Sato.* Phys. Rev. Lett. 34, 361 (1975).

Подписи к рисункам.

Рис. 1. Верхние границы для полных сечений образования кварков с электрическим зарядом $|q| = 1/3$ в протон-нуклонных взаимодействиях.

Обозначения (общие для рис. I-4):

M_q - масса кварка; $\sigma_{90\%}$ - верхняя граница полных сечений (90% достоверность); А - данные ЦЕРН /18/; В - данные ИФЭ /17/; С - данные FNAL /20/; Д - данные ISR /21/; Е - данные NAL /19/; F - оценки верхних границ сечений из данных космических лучей (см. /II/); G - данные ISR /31/; Н - данные FNAL /30/; I - данные ИФЭОИЯИ /28/; К - данные ИФЭ /32/. Оценки $\sigma_{90\%}$ проводились на основании данных для верхних границ дифференциальных сечений в предположении, что угловые и импульсные распределения образующихся кварков описываются моделью фазовых объемов (—) или моделью, в которой фазовые объемы умножаются на $\exp(-6P_T)$ (---). В отдельных случаях приведены только те результаты, которые давались авторами (Д, Е, Г).

Рис. 2. Верхние границы для полных сечений образования кварков с электрическим зарядом $|q| = 2/3$ в протон-нуклонных взаимодействиях (обозначения - см. рис. I).

Рис. 3. Верхние границы для полных сечений образования дикварков с электрическим зарядом $|q| = 4/3$ в протон-нуклонных взаимодействиях (обозначения - см. рис. I).

Рис. 4. Верхние границы для полных сечений образования долгоживущих кварков с целыми зарядами ($|q| = 1$) в протон-нуклонных взаимодействиях (обозначения - см. рис. I).

Рис. 5. Верхние границы полных сечений образования монополей Дирака в нуклон-нуклонных соударениях: А - данные ИАЭ /41/; В - данные ОИЯИ /42/; С - данные FNAL /43/; Д - данные, полученные при анализе образцов лунного грунта /44/; g - магнитный заряд монополя; $g_d = 68,5e$ - дираковское значение магнитного заряда. Следует иметь в виду, что в теории Швингера дионы несут электрические заряды $+2/3$; $-1/3$ и магнитные заряды $8g_d$; $-4g_d$; $-4g_d$. По крайней мере в опытах С и Д полученные результаты справедливы и для больших величин магнитных зарядов монополей, ожидаемых для дионов (поиски дионов специально обсуждаются в работе /43/ (С)).

Рис. 6. В калибровочных моделях слабых взаимодействий для компенсации основных расходимостей в диаграммах высших порядков вводят нейтральные токи и (или) тяжелые лептоны. Так для компенсации расходимостей в диаграмме (а) учитывают диаграммы типа (б). Для полной компенсации расходимостей нужны также скалярные частицы - см., например, рис. (в) для процесса $WW \rightarrow WW$, где сумма всех трех диаграмм не расходится.

Рис. 7 а) Результаты экспериментов группы ИФВЭ по поискам тяжелых лептонов /29/ (Таблица У Б2⁰). В этих опытах лептоны не были обнаружены, и были установлены верхние границы для возможных сечений их образования в определенной области масс m_ℓ и времен жизни T_ℓ . Кривая I - ожидаемые сечения образования тяжелых лептонов в ρN - соударениях при энергии $E_\rho = 70$ Гэв $\delta(m_\ell)_{\text{теор}}$, полученные на основании данных по образованию мюонных пар в нуклон-нуклонных взаимодействиях; кривая 2 - верхние

границы для полных сечений (с 90% достоверностью) $\sigma(m_\psi)/_{90\%}$, полученные из эксперимента в предположении, что импульсный спектр лептонов описывается с помощью партонной модели.

б) Результаты экспериментов по поискам тяжелых лептонов, обладающих неминимальным электромагнитным взаимодействием типа $\lambda \frac{e}{m_\psi} (\bar{\Psi}_e \mathcal{B}_{\mu\nu} \Psi_e) A_\mu$ (Таблица VI. Б 5⁰). В этих опытах тяжелые возбужденные лептоны не были найдены, и были установлены верхние пределы для константы λ^2 в области масс $< 2,2$ Гэв. А - *BNL* /69/; В - ограничения из $(g-2)_e$; С - *CERN* /66/; Д - ограничения из $(g-2)_\mu$; Е - *DESY* /64/; F - *ADONE* /70/.

Рис. 8. Численные оценки вероятностей различных типов распада скалярных Φ бозонов в модели, где константа взаимодействия Φ -частиц с фермионами $\mathcal{J}_{\Phi FF} \sim \sqrt{G} \cdot m_\psi$ /77a/. Модель взаимодействия скалярных хиггсовских частиц с адронами очень произвольна. В частности, приведенные на рисунке вероятности распада $\Psi \rightarrow \pi \pi$ соответствуют $\mathcal{J}_{\Phi \pi \pi} \sim \sqrt{G} m_\psi$, в то время как в /77b/ рассматривается возможность $\mathcal{J}_{\Phi \pi \pi} \sim \sqrt{G} m_\pi$ (см. Таблица VI. Б 3⁰).

Рис. 9. А. Соленоидальный магнитный детектор группы *SLAC-LBL* (работающий на встречных пучках e^+e^- (*SPEAR*)), на котором были открыты Ψ -частицы.

Б. Обнаружение Ψ (3,I) - частицы: данные для реакций
 а) $e^+e^- \rightarrow \Psi \rightarrow \text{адроны}$; б) $e^+e^- \rightarrow \Psi \rightarrow e^+e^-$; в) $e^+e^- \rightarrow \Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$

Рис.10 а) Обнаружение Ψ' частицы: данные для реакции
 $e^+e^- \rightarrow \Psi' \rightarrow \text{адроны}$
 б) Поиски других узких резонансов в области масс 3,2 - 5,9 Гэв. Поиски проводились в режиме *on-line* - при авто-

матическом увеличении энергии в с.ц.м. на 1,88 Мэв каждые несколько минут. Регистрировались события $e^+e^- \rightarrow$ адроны. Результат опыта: не найдено новых узких резонансов (кроме Ψ' (3,7)-частицы). Верхние пределы для сечения их образования от 12% до 45% сечения образования Ψ' -частицы.

Рис.11. Данные о существовании $\Psi''(4,1)$ частицы: зависимость полного сечения σ ($e^+e^- \rightarrow$ адроны) от энергии в с.ц.м.

Рис.12. Открытие Ψ (3,1)-частицы (J/ψ -частицы) в опытах группы $MIT-BNL$ в реакции $p + Be \rightarrow e^+e^- + \dots$

а) Двухплечевой спектрометр, расположенный на выведенном протонном пучке с энергией 30 Гэв (ускоритель BNL).

В состав каждого плеча спектрометра входят 2 магнита (с вертикальным отклонением), 2 газовых черенковских счетчика и ливневые детекторы для идентификации электрона, пропорциональные камеры A₀, A, B, C (II плоскостей).

б) Спектр эффективных масс e^+e^- системы, на котором виден пик, соответствующий образованию частицы с массой 3,1 Гэв и шириной много меньшей аппаратурного разрешения ($\sigma_m \approx 20$ Мэв).

Рис.13. Данные группы $FNAL$ по обнаружению фоторождения ψ -частицы в фотонном пучке 300 Гэв ускорителя ($E_\gamma > 80$ Гэв). Образование ψ -частиц изучалось с помощью магнитного спектрометра с пропорциональными камерами по регистрации распада $\psi \rightarrow e^+e^-$. Представлен спектр эффективных масс $\mu^+\mu^-$ -пар.

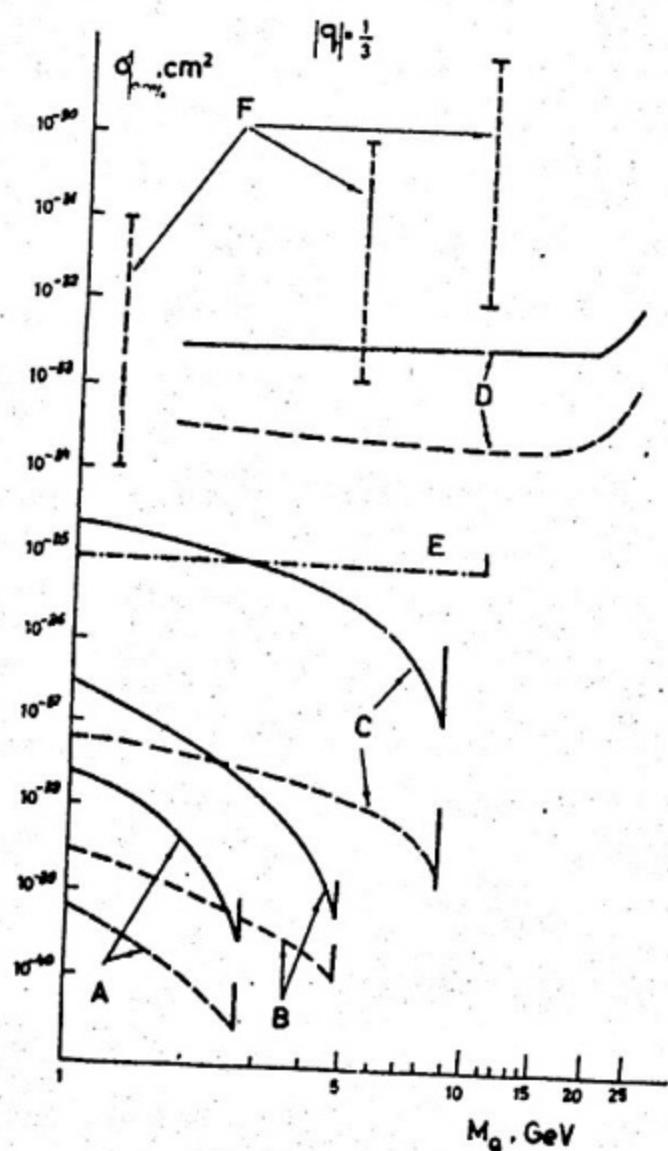


Рис. I

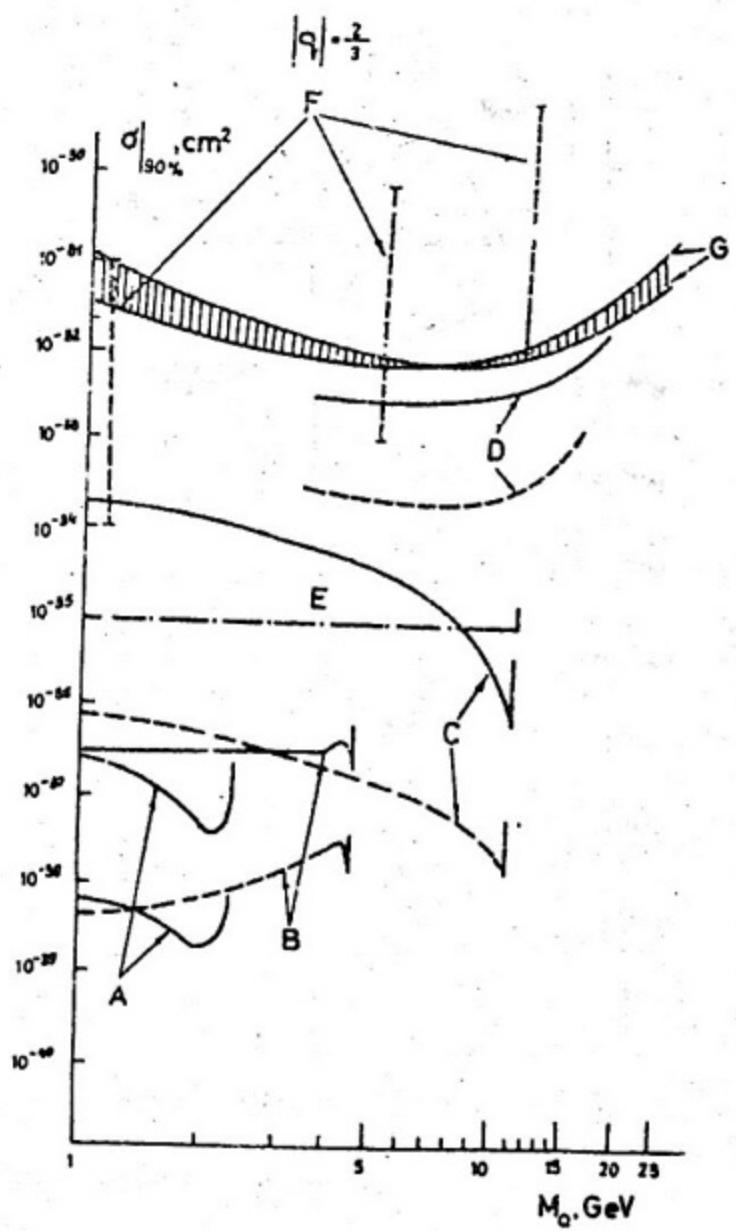


FIG. 2

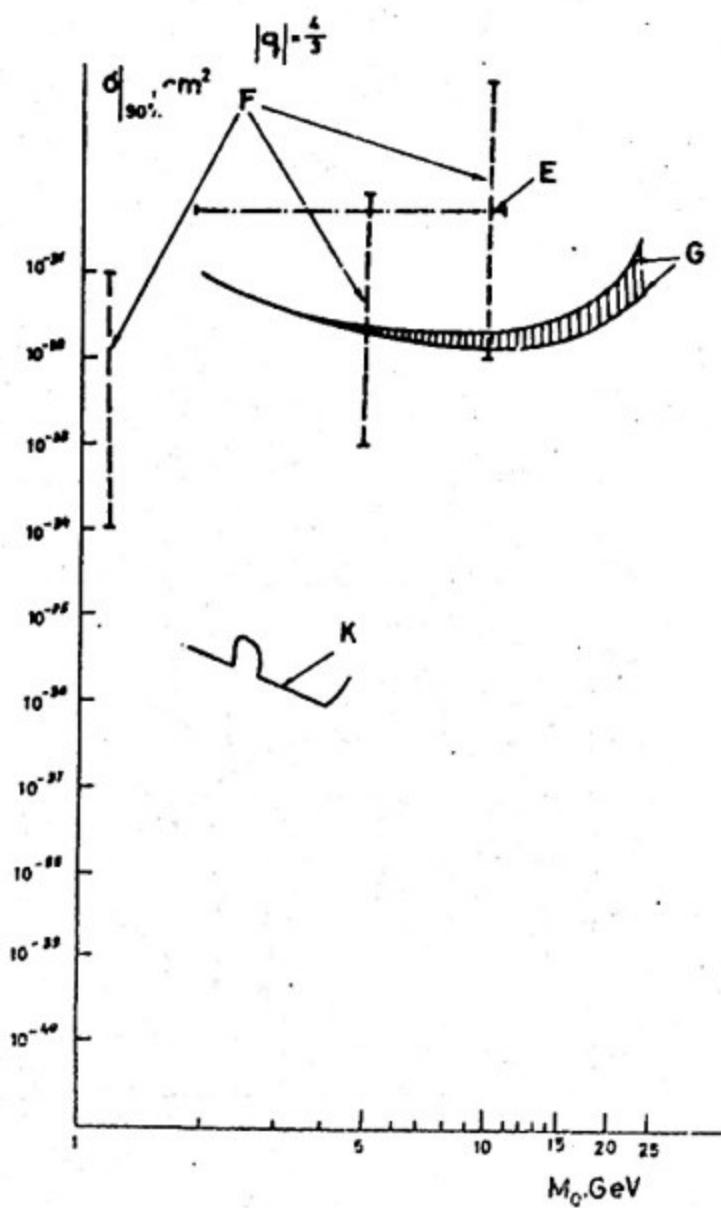


Рис. 3

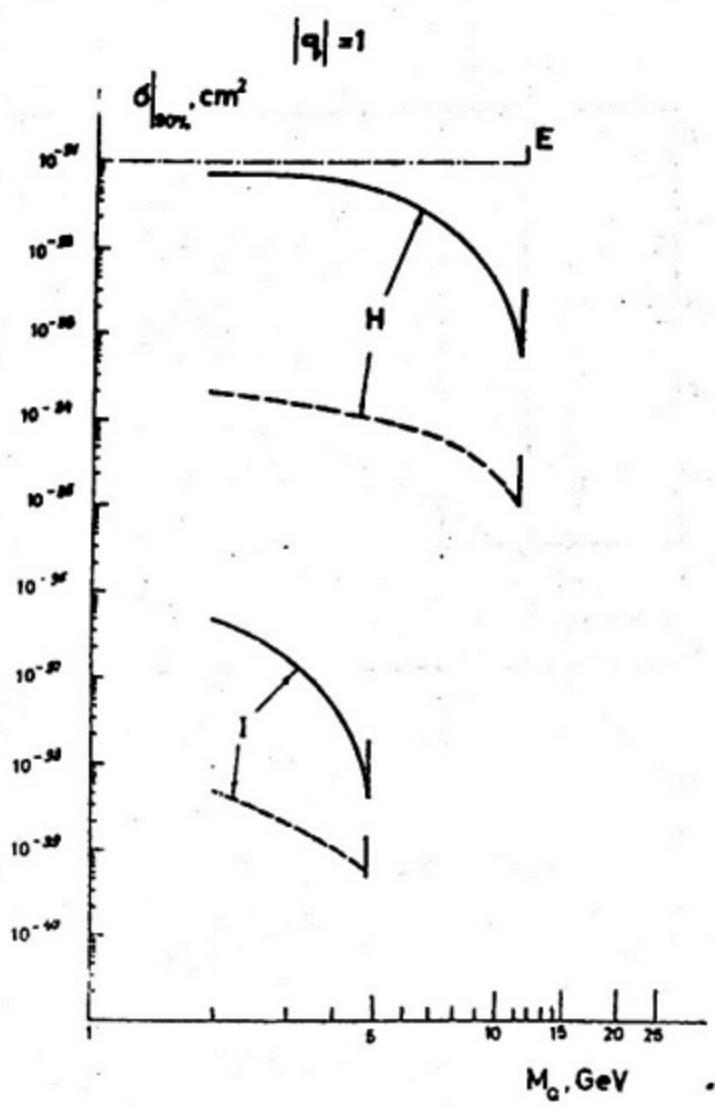


Рис. 4

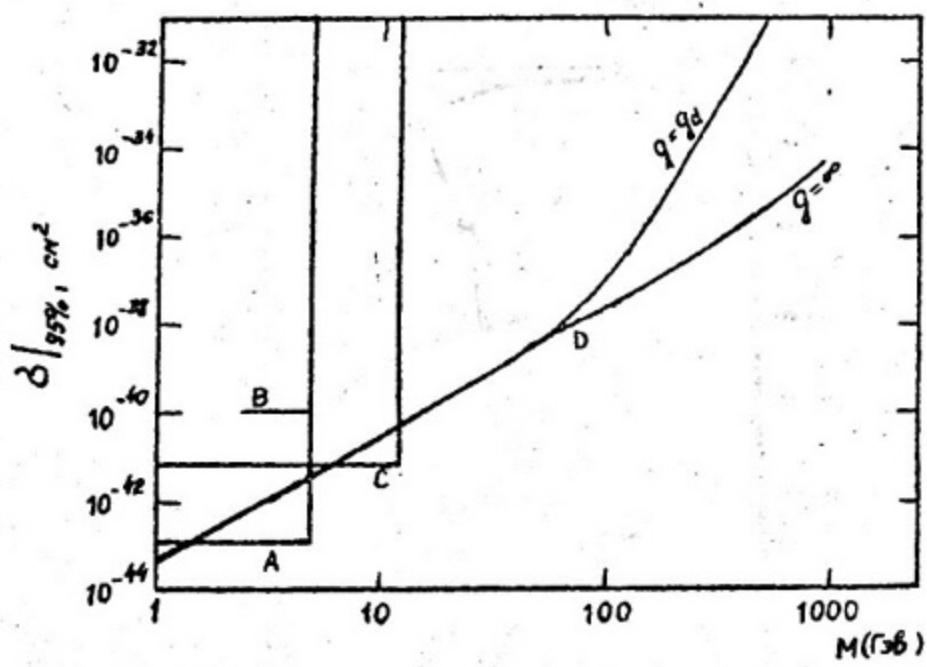
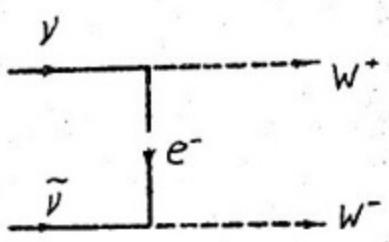
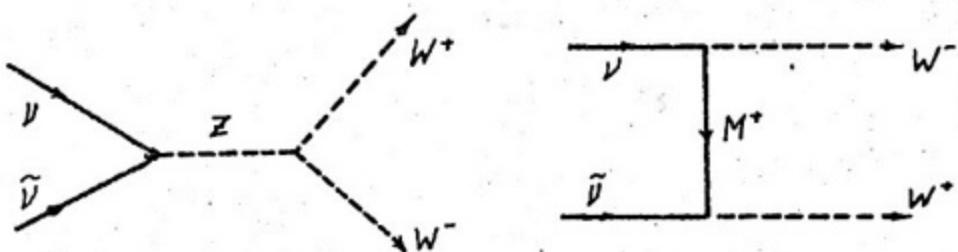


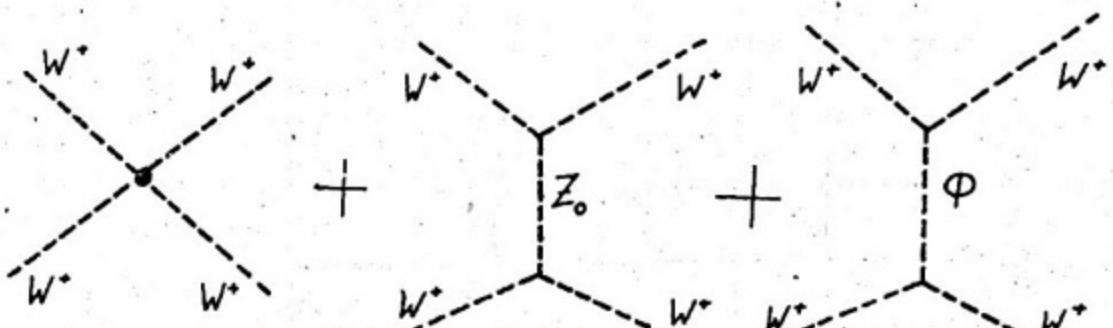
Рис. 5



(a)



(b)



(c)

Рис. 6

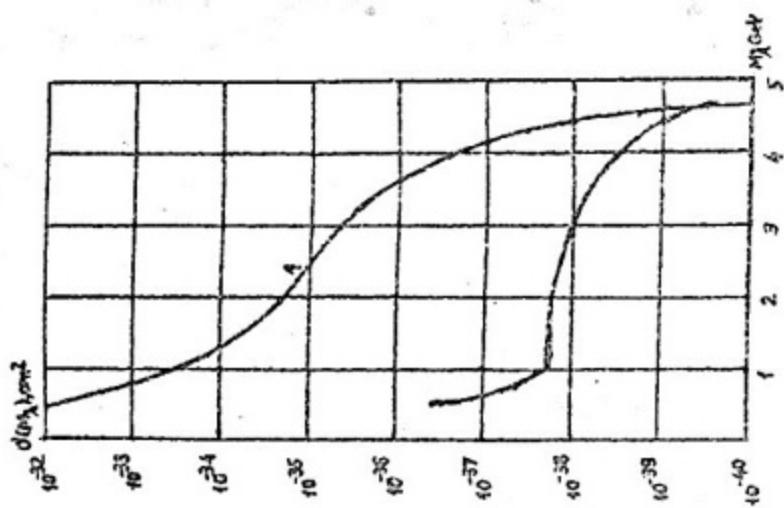
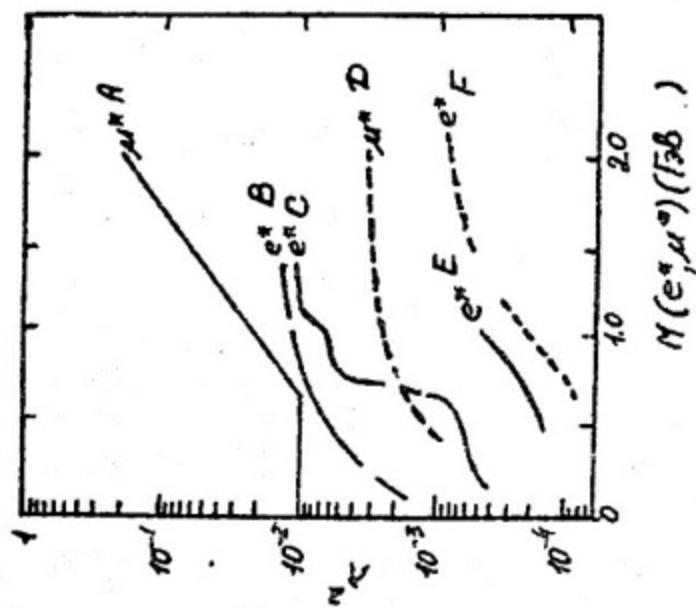


Рис. 7

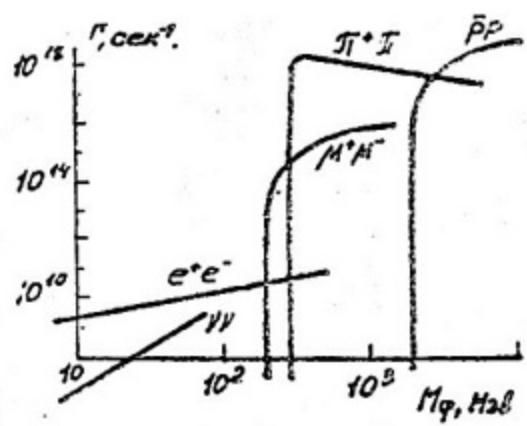


Рис. 8

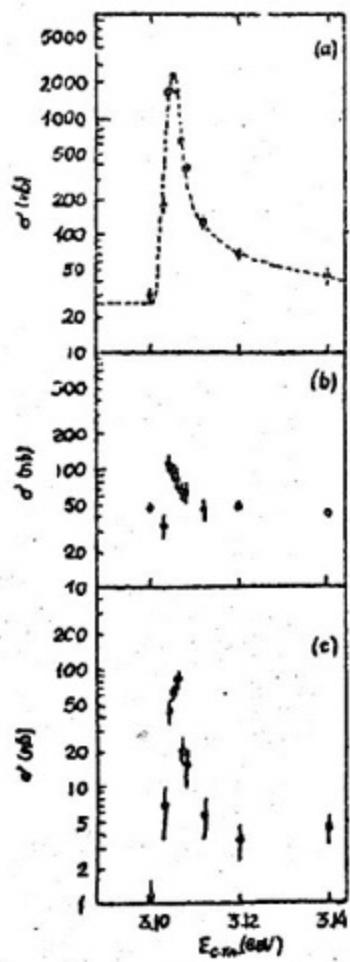
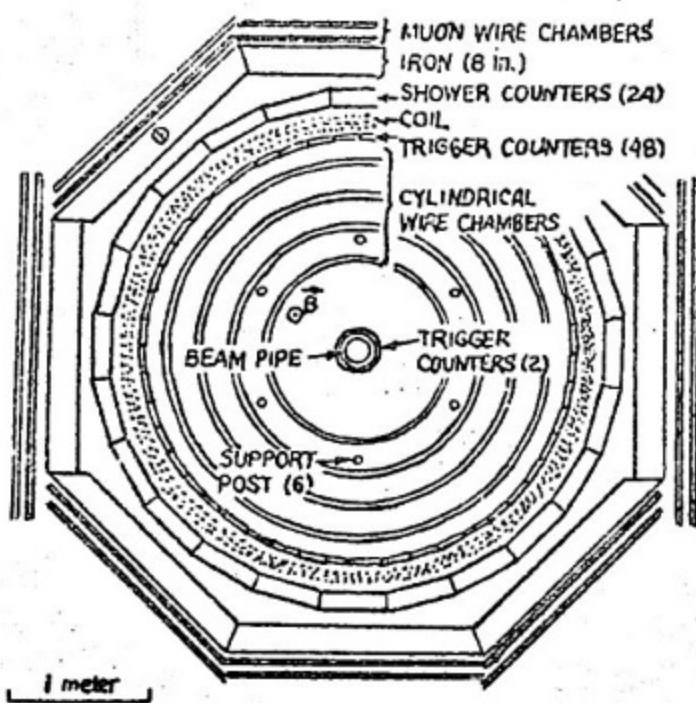


Рис. 9

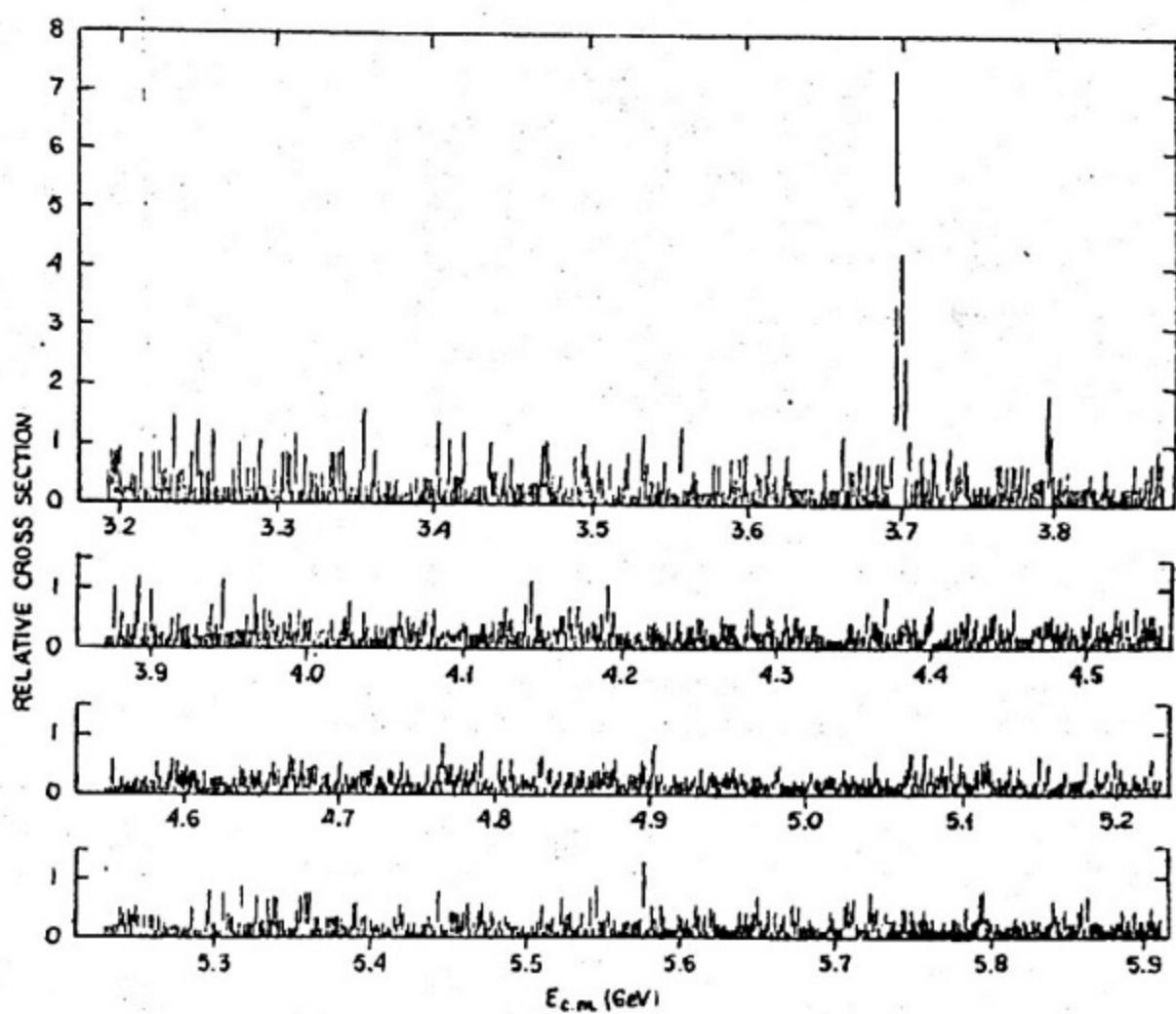
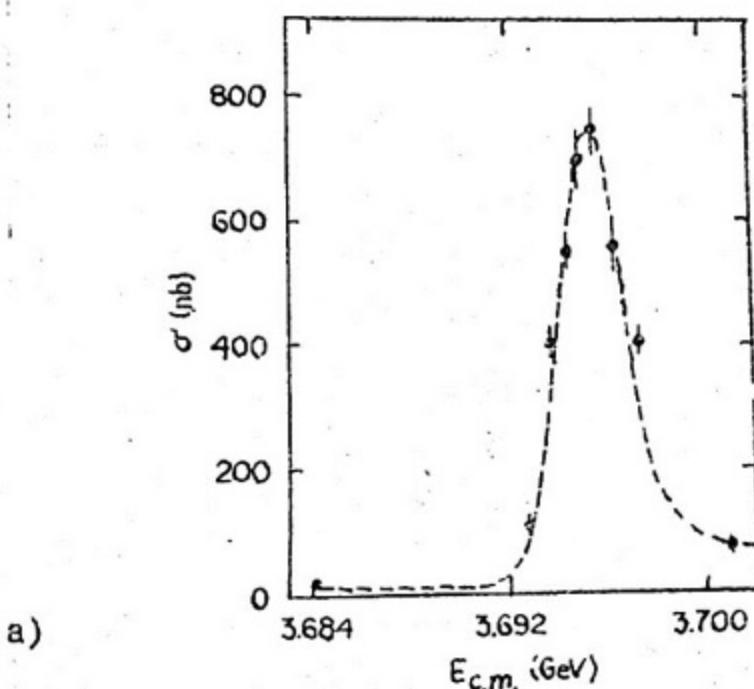


Рис. IO б)

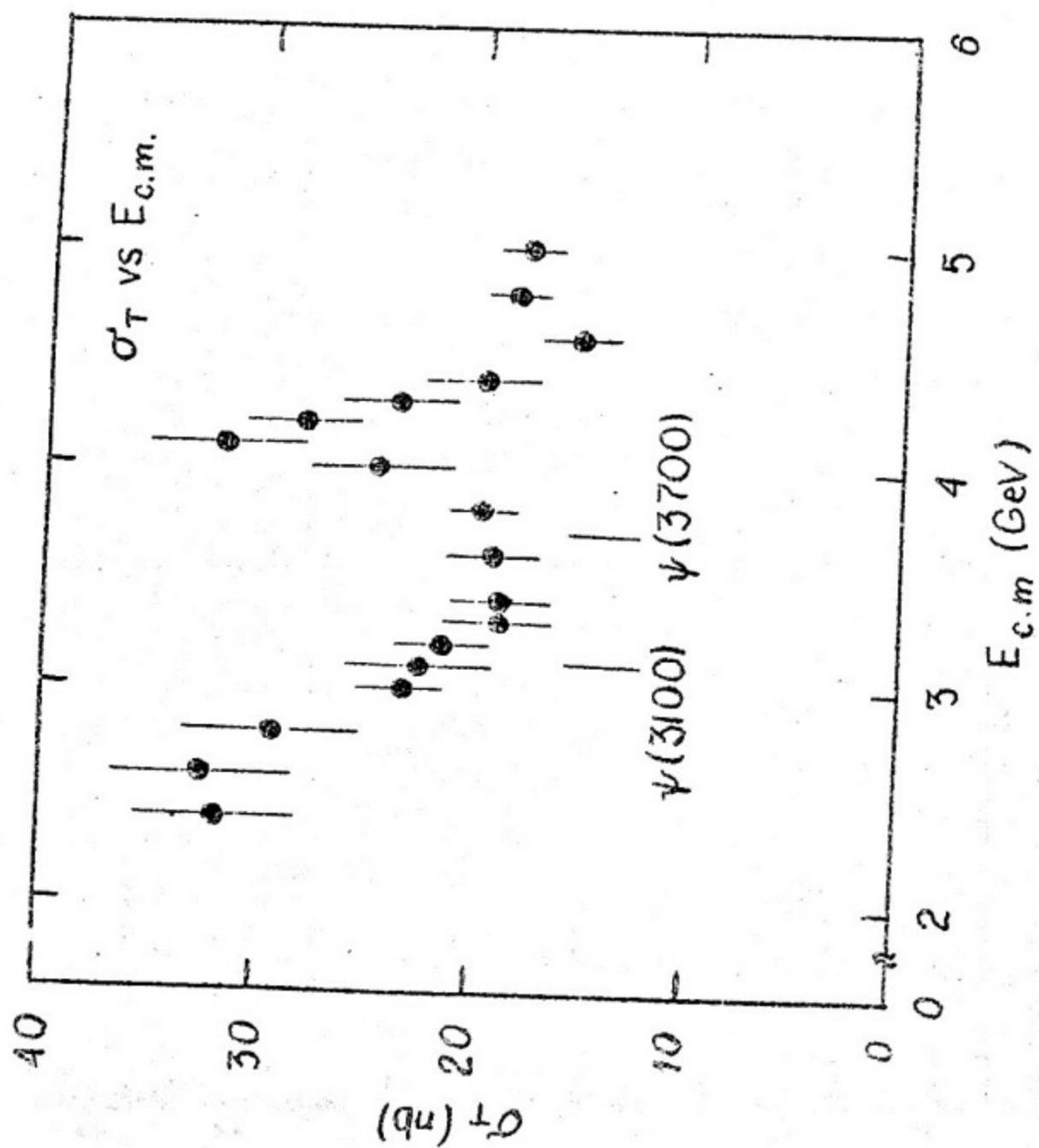
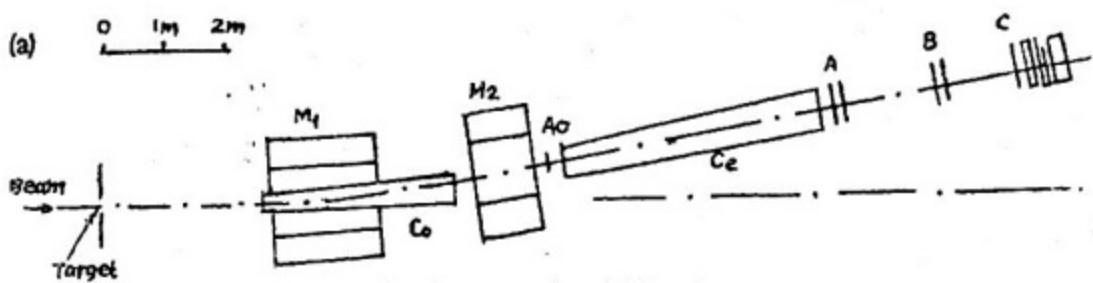
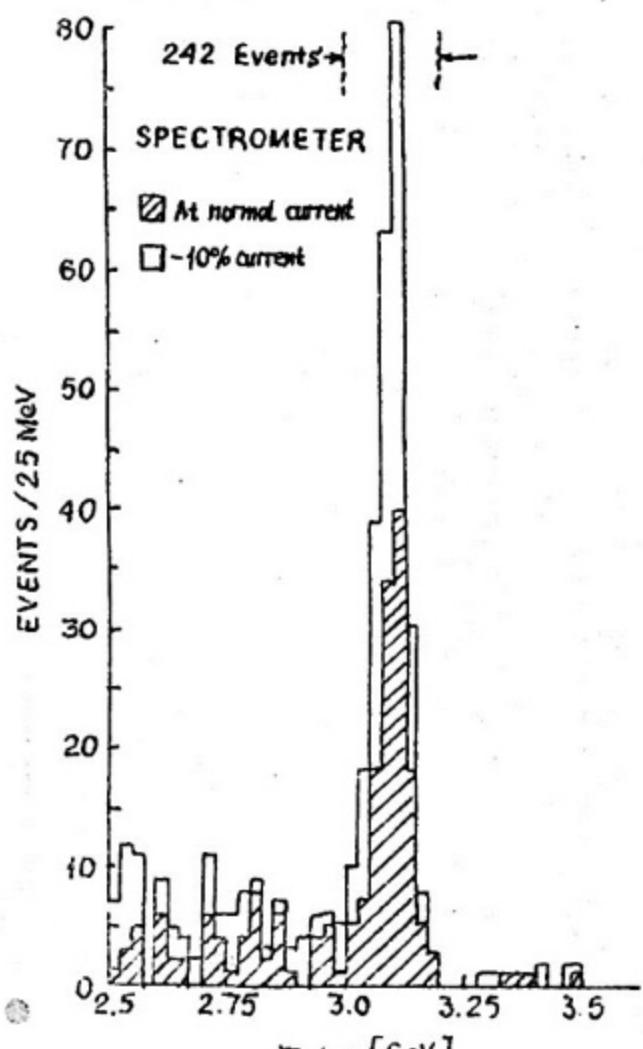


Рис. II



a)



б)

Рис. I2

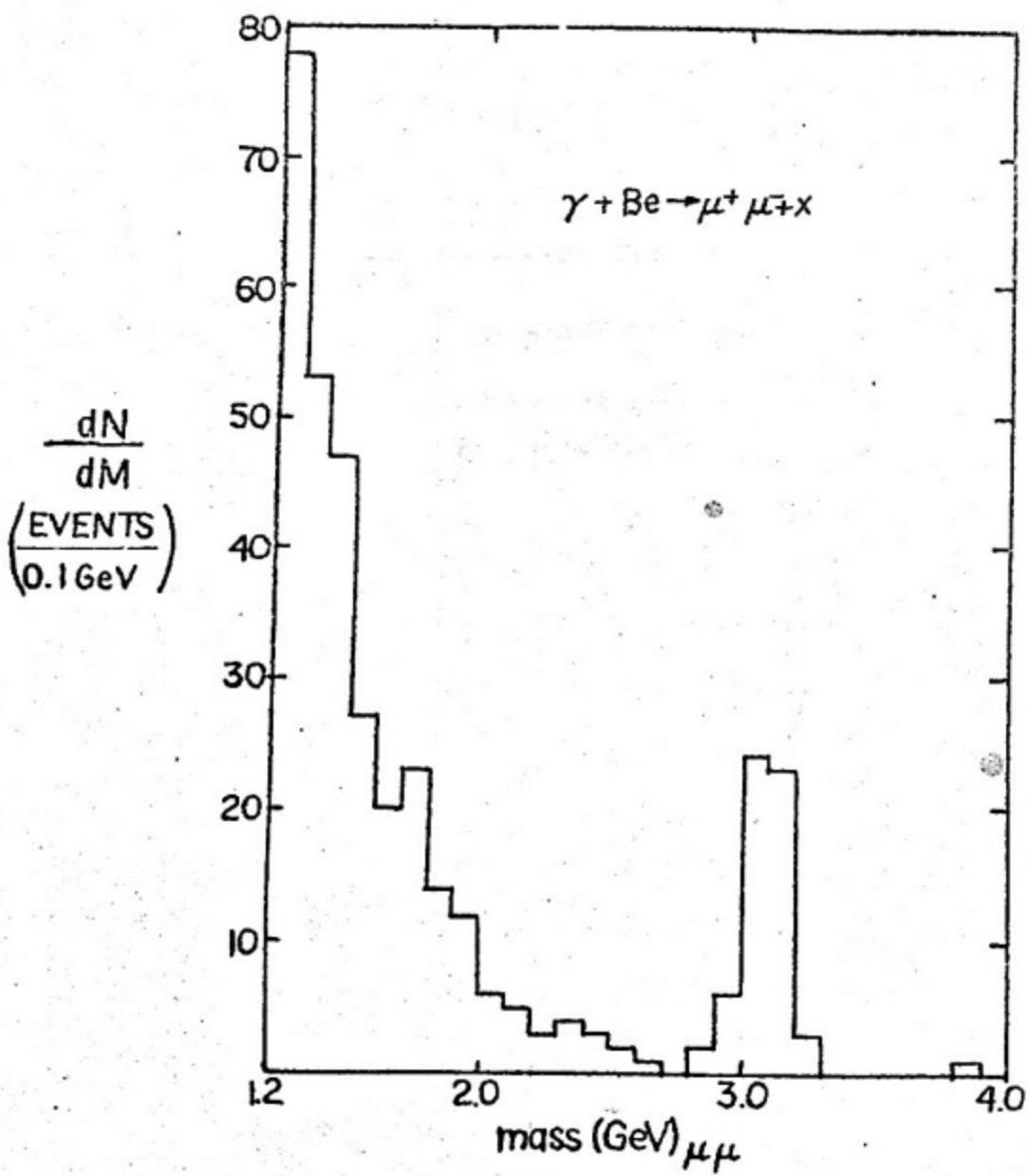


Рис. I3