

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

В. Н. Байер

1. ВВЕДЕНИЕ

Квантовая электродинамика — наиболее современное описание взаимодействия зарядов с электромагнитным полем — была окончательно развита в конце 40-х годов, когда была сформулирована теория перенормировок. Измерение сдвига уровней атомных электронов, аномального магнитного момента электрона и ряда других эффектов показало прекрасное согласие теории с опытом. Однако этот успех был достигнут с помощью систематического использования метода вычитания расходящихся интегралов (перенормировка), носящего чисто рецептурный характер. Тем не менее положение с квантовой электродинамикой значительно более благополучно, чем с теориями других взаимодействий. Несмотря на значительное развитие теории дисперсионных соотношений и спектральных представлений, остаются неясными вопросы, связанные со структурой и способами количественного описания сильных взаимодействий. Что касается слабых взаимодействий, то хотя $V-A$ -вариант теории при малых энергиях хорошо согласуется с опытом в случае лептонов, неясно, применим ли этот вариант (да и само четырехфермионное взаимодействие) при больших энергиях. При построении теории остается открытой основная проблема: каково строение пространства-времени и структура взаимодействий на малых расстояниях, хотя неоднократно высказывались идеи о существовании минимальной предельной длины. Мы не говорим уже о том, что теория не позволяет вычислить массы, спины и другие характеристики элементарных частиц.

Тем не менее, несмотря на указанную неудовлетворительность теории, в настоящее время нельзя указать ни одного эксперимента, который бы ей прямо противоречил. Можно думать, что установление такого противоречия укажет направление развития теории и что искать его следует на малых расстояниях.

Поскольку отсутствует количественная теория сильных взаимодействий, расхождение между опытом и современными теоретическими представлениями может быть установлено только в случае обнаружения новых качественных закономерностей. Такая же ситуация имеет место и для слабых взаимодействий. Совсем иначе дело обстоит в случае электромагнитных взаимодействий, где имеется теория, находящаяся в прекрасном количественном согласии с опытом, и всякое отклонение теории от эксперимента может привести к существенному пересмотру наших представлений о событиях, разыгрывающихся на малых расстояниях. Именно поэтому электродинамические эксперименты представляются наиболее перспективным методом исследования пределов применимости современной теории.

Однако конкретная постановка электродинамических опытов наталкивалась до последнего времени на существенные трудности; дело в том что в этих опытах можно использовать только классические электродинамические объекты — электроны и фотоны, так как при использовании других частиц (включая мюоны) в теоретических формулах возникают неизвестные формфакторы. Если опыты проводить на покоящейся мишени, то следует учесть, что энергия в системе центра инерции (с. ц. и.) E_c связана с энергией в лабораторной системе (л. с.) E_d следующим образом *):

$$E_c = \frac{1}{2} \sqrt{2E_d m}, \quad (1,1)$$

и для максимальной энергии электронов, которая может быть получена на ускорителях в обозримом будущем, $E_d = 6000 \text{ Мэв}$, $E_c = 38 \text{ Мэв}$. (Данные о действующих, строящихся и проектируемых ускорителях на большие (свыше 1 Бэв) энергии или большие токи приведены в табл. I.) Итак, при

Таблица I

Действующие, сооружаемые и проектируемые ускорители электронов на большие энергии или большие токи

Ускоритель	Максимальная энергия, Бэв	Число ускоренных в сен. частиц	Дата пуска	Примечание
1. Линейный ускоритель ⁹ Стэнфордского университета (Стэнфорд, США)	1,2	$3 \cdot 10^{12}$	1960	Вводился в строй по частям, на 500 Мэв с 1955 г.
2. Корнельский электронный синхротрон ⁹ (Итака, США)	1,5	10^{11}	1955	Работает на энергиях до 1,2 Бэв
3. Калифорнийский синхротрон ⁹ (Пасаденга, США)	1,2	10^9	1956	
4. Электронный синхротрон ⁹ лаборатории Фраскати (Рим, Италия)	1,2	$6 \cdot 10^{10}$	1956	
5. Кембриджский электронный синхротрон ⁹ (Кембридж, США)	6,0	$6 \cdot 10^{12}$ проект	1962	Запущен
6. Немецкий электронный синхротрон ⁹ (Гамбург, ФРГ)	6,0	$5 \cdot 10^{12}$ проект	1963	
7. Линейный ускоритель ⁷ Национального бюро стандартов (Вашингтон, США)	0,15	$3 \cdot 10^{15}$ проект		Сильноточный
8. Электронный синхротрон ⁹ (Токио, Япония)	1,2	$2 \cdot 10^{11}$	1961	
9. Стэнфордский двухмиллионный линейный ускоритель ⁹ (Стэнфорд, США)	до 45			Утвержден проект

рассеянии на покоящейся мишени энергия электронов в с. ц. и. слишком мала, чтобы при достижимых в настоящее время точностях можно было говорить о проверке применимости квантовой электродинамики на малых расстояниях. Уже теперь установлена правильность квантовой электродинамики до значительно меньших расстояний, чем те, которые можно

*) Здесь и в дальнейшем используется система единиц $\hbar = c = 1$.

промерять в опытах, где энергия электрона в с.ц.и. равна нескольким десяткам $Mэв$. Это следует, например, из опытов по рассеянию электронов большой энергии на протонах, измерения аномального магнитного момента электрона и мюона и ряда других экспериментов (подробнее этот вопрос рассмотрен в гл. III). Аналогичная ситуация возникает и в случае рассеяния фотонов на электронах покоящейся мишени.

Положение кардинально изменилось, когда выяснилась экспериментальная осуществимость так называемых встречных пучков, в которых сталкиваются между собой два пучка электронов с равными, но противоположно направленными импульсами. В этом случае опыт непосредственно проводится в с.ц.и. Опыты по рассеянию электронов во встречных пучках ставятся в настоящее время в ряде лабораторий, в частности осуществляются опыты с энергией электронов по $500 Mэв$ в каждом пучке (что соответствует энергии в л.с. $10^{12} эв$!). Экспериментальная схема встречных пучков рассмотрена в гл. II.

Создание сильноточных электронных ускорителей (см. табл. I) даст возможность осуществить конверсию электронов в позитроны в значительных масштабах и экспериментировать с позитронными пучками. Исключительный интерес представляет создание встречных электрон-позитронных пучков. Заметим, что эти пучки могут быть получены и тогда, когда интенсивность позитронного пучка относительно невелика; в этом случае необходим накопитель с большим временем жизни. Указанные пучки могут быть использованы не только для проверки пределов применимости квантовой электродинамики, но и для открытия новых пар заряженных частиц и одиночных нейтральных частиц, исследования электромагнитных факторов элементарных частиц, исследования взаимодействия между различными элементарными частицами. Указанные вопросы рассмотрены в гл. IV.

Наконец, опыты на встречных пучках могут дать ответ на вопрос: существует ли и каково слабое взаимодействие между электронами? Этот круг вопросов рассмотрен в гл. V.

II. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

Опыты на встречных пучках для изучения рассеяния электрона на электроне при больших энергиях были предложены в 1956—1957 гг.^{1, 2}. По указанным выше причинам эти опыты привлекают в настоящее время широкое внимание, в частности, по имеющимся сведениям^{3, 4}, опыты на встречных пучках с энергией электронов по $500 Mэв$ в каждом ставятся в настоящее время в Стэнфордском университете (США). В ряде лабораторий мира проектируются опыты на встречных электрон-позитронных пучках; в частности, в Национальной лаборатории во Фраскати (Италия) построена действующая модель соответствующей установки с целью изучения физических процессов, протекающих при накоплении электронов и позитронов; и электроны, и позитроны в ней получались при конверсии в электрон-позитронную пару фотонов из ускорителя^{5, 6}.

Рассмотрим принципиальную схему установки для опытов на встречных электрон-электронных пучках. Выходящий из ускорителя электронный пучок 1 (рис. 1) с помощью системы поворачивающих магнитов и импульсных инфлекторов 2, 3 впускается в два магнитных кольцевых накопителя 6, потери электронов на излучение компенсируются внешним электромагнитным полем в резонаторах 4, циркулирующие в накопителях пучки сталкиваются в области 5; рассеянные электроны, разлетающиеся под углом 180° , регистрируются быстродействующими парами счетчиков, включенными по схеме совпадений 7.

Оба кольцевых накопителя действуют как синхротроны. При инжекции импульсные инфлекторы обеспечивают захват электронов на орбиты. При компенсации потерь на излучение внешним полем последнее возобновляет только продольную компоненту импульса электрона, в то время как излучение уносит как продольный, так и поперечный импульс. Вследствие этого в процессе накопления сгустки электронов сжимаются. Плоскости, в которых вращаются пучки, могут быть несколько наклонены друг к другу, тогда сгустки пересекаются в небольшой области (рис. 2).

Эксперимент на встречных пучках принципиально отличается от всех проводившихся до настоящего времени опытов по рассеянию на неподвижных мишенях. Здесь возникают следующие новые проблемы: 1) могут ли существовать пучки на орбитах достаточно долго, чтобы можно было осуществить эксперимент; 2) в связи с малой плотностью частиц в «мишени»

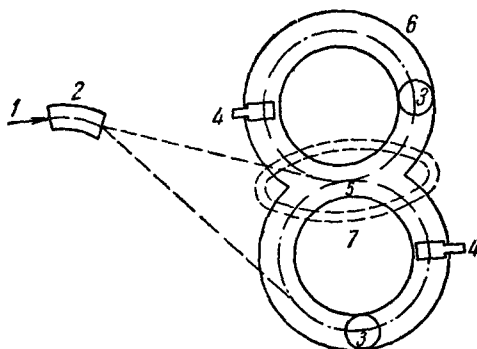


Рис. 1.

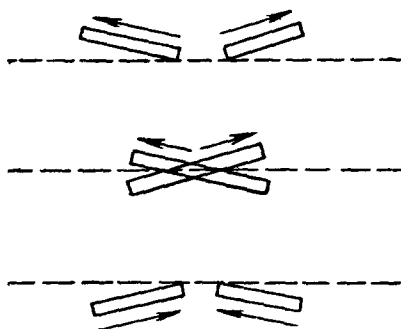


Рис. 2.

как быстро может быть зарегистрировано достаточное число рассеянных электронов; 3) свои специфические особенности имеет и отделение наблюдаемого явления от фона. Мы рассмотрим вкратце эти вопросы.

Вследствие относительно малой плотности частиц в «мишени» (встречном пучке) желательно, чтобы пучки существовали на орбитах достаточно длительное время. В то время как в ускорителях время жизни пучка определяется в основном многократными процессами (многократное кулоновское рассеяние, квантовые флуктуации излучения), в накопителях доминирующую роль играют однократное тормозное излучение и однократное упругое рассеяние. Это связано с тем, что в ускорителях сравнительно небольшое время ускорения обычно много меньше времени жизни по отношению к однократным процессам. При этих условиях определяющую роль в потерях частиц играют многократные процессы, тем более что начало цикла ускорения происходит при сравнительно малой энергии, когда сечение многократного рассеяния велико, а размеры пучка сравнимы с размерами рабочей области, причем отсутствует радиационное затухание. Как правило, инжекция в накопитель производится при большой энергии, так что радиационное затухание действует в течение всего времени жизни пучка и размеры пучка быстро становятся много меньше допустимых размеров областей устойчивости. Поэтому время удержания пучка в накопителе определяется однократными процессами, при которых характеристики частицы резко меняются. Излучение тормозного кванта относительно большой энергии при столкновении электрона с ядром атома остаточного газа в камере накопителя приводит к выпадению частицы из области устойчивости продольного движения, частица перестает получать энергию, компенсирующую потери на излучение, радиус орбиты ее уменьшается

до тех пор, пока она не ударится о стенку камеры. При однократном кулоновском рассеянии на большие углы частица теряется из-за столкновения со стенкой камеры. Ясно, что время жизни пучка по отношению к каждому из этих эффектов обратно пропорционально плотности атомов остаточного газа. Если поддерживать в камере накопителя высокий вакуум ($p \sim 10^{-9}$ мм рт. ст.), то указанные времена жизни составляют многие часы. Влияние квантовых флуктуаций при излучении может быть сделано достаточно малым, если горизонтальные размеры камеры велики (квантовые флуктуации приводят к горизонтальному уширению пучка) и подается большое напряжение ускоряющего поля *).

Перейдем теперь к следующему вопросу: как быстро может быть набрана необходимая статистика отсчетов? Движущиеся в накопителях электроны собраны в сгустки длины l . Схема столкновения этих сгустков в месте встречи пучков приведена на рис. 2. Число электронов, рассеянных в 1 сек в телесный угол $d\Omega$, можно представить в виде

$$dN = \frac{2N_1 N_2 f}{sq} \frac{l_B}{l} \sigma(\vartheta) d\Omega; \quad (2,1)$$

здесь N_1, N_2 — число электронов в каждом из пучков, f — частота обращения сгустка в накопителе, $\sigma(\vartheta)$ — сечение рассеяния электрона на электроны, s — площадь поперечного сечения сгустка, q — номер гармоники ускоряющего напряжения (число сгустков на орбите в каждом из накопителей), l_B — размер области взаимодействия; множитель 2 возникает вследствие движения мишени.

На рис. 3 приведена схема пересечения пучков в области взаимодействия. Пусть тождественные и однородные пучки высотой h и шириной d пересекаются под углом α . На практике реализуется случай $\alpha \ll 1$ ($\frac{h}{\sin \alpha} \ll l$), тогда

$$dN = \left(\frac{I}{e} \right)^2 \frac{2\sigma(\vartheta)}{ldf\alpha} d\Omega; \quad (2,2)$$

здесь I — ток, циркулирующий на одной из дорожек, e — заряд электрона. Мы видим, что в этой ситуации число рассеянных электронов не зависит от высоты сгустков. Если принять, что $\alpha = 0,03$, $l = 20$ см, $d = 1$ см, $I = 1$ а (при радиусе орбиты $r = 1$ м это соответствует $1,3 \cdot 10^{11}$ частиц в сгустке), то

$$dN = 3 \cdot 10^{30} \sigma(\vartheta) d\Omega. \quad (2,3)$$

Поскольку измеряемые сечения (см. ниже, гл. III, IV) лежат в интервале $10^{-30} - 10^{-34}$ см²/стер, ясно, что уже ток 1 а дает неплохую статистику, если учесть, что пучки могут существовать на орбитах в течение многих часов.

Рассмотрим теперь отделение наблюдаемого явления от фона. Отметим прежде всего, что рассеянные электроны точно совпадают по времени и движутся в почти точно противоположных направлениях; излучение, сопровождающее рассеяние, приводит к тому, что угол разлета электронов

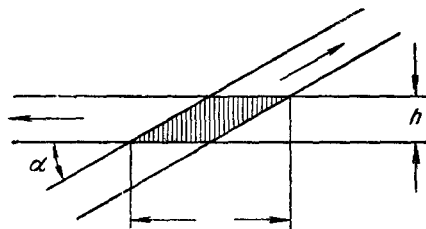


Рис. 3.

*) Тщательное исследование времени существования пучка в накопителе проведено недавно в работах ^{5,6} (см. также ⁹⁷).

может отличаться от 180° (подробнее об этом вопросе см. в гл. III). Во-вторых, рассеянные электроны имеют такую же энергию, как и начальные (не считая потерь на излучение), в то время как электроны, рассеянные стационарной мишенью, например ядром атома остаточного газа, существенно теряют энергию на отдачу или неупругие процессы. Любая характеристика может быть использована для выделения исследуемого процесса.

Поскольку трудно создать приборы, охватывающие большие телесные углы и имеющие высокое разрешение по энергии, в настоящее время как основное средство отождествления явлений рассеяния электрона на электроне используется указанная временная и пространственная корреляция. Экспериментальная установка, предназначенная для выделения явлений рассеяния электрона на электроне, состоит из многих пар счетчиков, расположенных по поверхности сферы, окружающей область взаимодействия, и включенных по схеме совпадений с разрешающим временем $\sim 10^{-8}$ — 10^{-9} сек. Большое число счетчиков используется для увеличения эффективного телесного угла наблюдения с целью ускорения набора статистики отсчетов, особенно при рассеянии на большие углы. Фон, создаваемый рассеянием электронов на ядрах атомов остаточного газа, рождением пионов на остаточном газе, а также космическими лучами, вполне удовлетворительно отсекается схемой совпадений.

Итак, исследование рассеяния электрона на электроне с помощью техники встречных пучков вполне осуществимо экспериментально и может быть проведено с высокой точностью.

Исключительный научный интерес представляет создание встречных электрон-позитронных пучков, которые могут быть использованы не только для исследования пределов применимости квантовой электродинамики, но и для целого ряда других физических исследований (см. гл. III—V). Основной новой проблемой, наряду с перечисленными выше, является в этом случае создание пучка позитронов большой интенсивности (10^{11} — 10^{10} частиц в пучке *). Коэффициент конверсии **) μ -электронов с энергией E_0 в позитроны с энергией E_+ в энергетический интервал dE_+ для практических толщин конвертора вычислен в работе ⁸; например, при $E_0 = 500$ Мэв, $E_+ = 250$ Мэв, $\frac{dE_+}{E_+} = 5\%$ $\mu = 1/400$, если толщина конвертора примерно равна радиационной единице длины. Рождающиеся позитроны вылетают в основном вперед; в рассмотренном примере грубые оценки показывают, что раствор угла пучка позитронов составляет $\sim 4^\circ$. Таким образом, при прочих равных условиях, для создания позитронного пучка нужен пучок электронов с интенсивностью в тысячу раз большей, чем интенсивность, необходимая для создания встречных электрон-электронных пучков. Если же пучок позитронов получают за счет накопления малыми порциями, то соответственно в тысячу раз удлинится время накопления.

Кроме того, существенно более сложным становится отделение наблюдаемого явления от фона. Это связано с тем, что наряду с упругим рассеянием электронов на позитронах будут идти процессы двухквантовой аннигиляции, рождения пар заряженных частиц, причем вероятности всех этих процессов приблизительно равны. Ясно, что каждый из этих процес-

*) Отметим, что аннигиляция позитронов на лету не влияет на время жизни пучка. Действительно, сечение аннигиляции меньше сечения упругого рассеяния электрона на электроне, и это рассеяние практически не влияет на время жизни пучка в электронном накопителе.

**) Коэффициент конверсии μ определяется как

$$\mu = \frac{\text{число позитронов с энергией } E_+ \text{ в интервале } dE_+}{\text{полное число начальных электронов}}.$$

сов будет давать парные совпадения. Однако поскольку каждый из этих процессов представляет большой физический интерес, фактически задача состоит не в отсечении фона, а в отделении (и, возможно, одновременном наблюдении) разных процессов. Современные экспериментальные средства вполне позволяют провести такое разделение.

Возможная схема получения встречных электрон-позитронных пучков приведена на рис. 4. Поскольку электроны и позитроны вращаются в магнитном поле в противоположных направлениях, в данном случае используется один накопитель. Пучок электронов из ускорителя 1 попадает в конвертор 2, выходящий оттуда пучок позитронов фокусируется и вводится с помощью инфлектора 6 в накопитель 4; при конверсии происходит потеря энергии

(в рассмотренном нами случае энергия уменьшается вдвое). Накопитель работает как синхротрон, и после накопления в нем достаточного числа позитронов он переходит на работу в ускорительном режиме, поднимая энергию позитронов до величины энергии падающего пучка электронов. После этого пучок электронов из ускорителя 3 с помощью системы отклоняющих магнитов 5 и инфлектора 6 непосредственно вводится в накопитель.

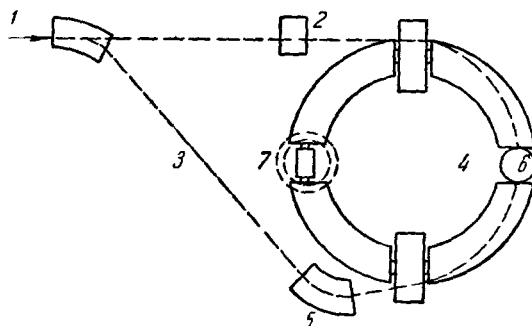


Рис. 4.

При такой системе инжекции возможно окажется удобным использовать электронный и позитронный пучки различной интенсивности, скажем, циркулирующий ток электронов $I_e = 10$ а, циркулирующий ток позитронов $I_p = 0,1$ а, хотя при такой системе для получения данного числа отсчетов необходима большая мощность генератора ускоряющего поля, чем в случае равных токов. Если предположить, что пучки имеют одинаковые размеры, то число частиц, рассеянных (или рожденных) в телесный угол $d\Omega$, будет

$$dN = \frac{I_e I_p}{e^2} \frac{2\sigma(\vartheta)}{l d f a} d\Omega; \quad (2,4)$$

здесь $\sigma(\vartheta)$ — дифференциальное сечение интересующего нас процесса. Таким образом, для обеспечения необходимой скорости набора статистики отсчетов можно вместо двух токов с интенсивностью 1 а использовать токи в 10 а и 0,1 а.

На модели накопителя на электрон-позитронные встречные пучки в лаборатории Фраскати (Италия), на которой исследуются процессы, связанные с накоплением, было экспериментально измерено время жизни сгустков электронов и позитронов, захваченных в накопителе. Опыты, проводившиеся со сгустками ничтожной интенсивности, показали, что при вакууме $4 \cdot 10^{-10}$ мм рт. ст. время жизни пучков достигает 48 часов.

Рассеянные (родившиеся) частицы в случае двухчастичных процессов регистрируются парами счетчиков, включенных по схеме совпадений и расположенных на поверхности сферы, окружающей место встречи 7.

Естественно, что для создания встречных электрон-позитронных пучков желательно иметь сильноточные электронные ускорители, как например ускоритель 7 из табл. I, где предполагается получать моноэнергетические пучки электронов с интенсивностью $\sim 10^{11}$ частиц в 1 сек 7.

Сделаем, наконец, замечание о типах накопителей. Мы видели, что число рассеянных (родившихся) частиц тем больше, чем меньше площадь поперечного сечения сгустка. В накопителях с жесткой фокусировкой площадь сечения сгустка может быть сделана примерно в 100 раз меньшей, чем в накопителях со слабой фокусировкой. Этот резерв особенно важно использовать при очень высоких (свыше 1 Бэв) энергиях, где сечения процессов быстро убывают, тем более что в накопителях с жесткой фокусировкой ослабляются требования на напряженность ускоряющего поля, а эти требования при больших энергиях являются весьма тяжелыми из-за быстрого (пропорционально четвертой степени энергии) роста потерь на излучение.

III. ПРОВЕРКА ПРИМЕНИМОСТИ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ

3.1. Вычисление радиационных поправок к электродинамическим сечениям. Эксперименты по рассеянию электронов во встречных пучках предполагается использовать для проверки применимости квантовой электродинамики на малых расстояниях. Как уже отмечалось, вследствие того, что квантовая электродинамика является количественной теорией, всякое отклонение экспериментальных сечений от вычисленных теоретически будет свидетельствовать о неприменимости квантовой электродинамики на малых расстояниях. Это является неоспоримым преимуществом подобных экспериментов над опытами, в которых участвуют сильновзаимодействующие частицы. В этом свете особенно важно корректно учесть все теоретические вклады в электродинамические сечения.

Рассеяние электрона на электроне в низшем порядке теории возмущений представляется двумя диаграммами Фейнмана (рис. 5). Сечение рассеяния в этом порядке было впервые вычислено Меллером (см., например, ^{10, 11}):

Рис. 5.

здесь r_0 — классический радиус электрона, $\gamma = \frac{E}{m}$, E — энергия электрона, $s = p_1 + p_2$, $q = p_1 - p'_1$, $q' = p_1 - p'_2$. Инвариантные переменные s , q и q' мы будем в дальнейшем широко использовать. В с.ц.и. *)

$$\sigma_0(\vartheta) = \frac{r_0^2}{8\gamma^2} \left[\frac{s^4 + q'^4}{q^4} + \frac{2s^4}{q^2 q'^2} + \frac{s^4 + q^4}{q'^4} \right]; \quad (3,1)$$

здесь r_0 — классический радиус электрона, $\gamma = \frac{E}{m}$, E — энергия электрона, $s = p_1 + p_2$, $q = p_1 - p'_1$, $q' = p_1 - p'_2$. Инвариантные переменные s , q и q' мы будем в дальнейшем широко использовать. В с.ц.и. *)

$$q^2 = -2p^2(1 - \cos \vartheta); \quad q'^2 = -2p^2(1 + \cos \vartheta); \quad s^2 = 4E^2, \quad (3,2)$$

здесь ϑ — угол рассеяния.

Для ультрарелятивистских электронов формула Меллера в с.ц.и. может быть приведена к следующему простому виду:

$$\sigma_0(\vartheta) = \frac{r_0^2}{\gamma^2} \left[\frac{2}{\sin^2 \vartheta} - \frac{1}{2} \right]^2. \quad (3,3)$$

*) Здесь и в дальнейшем $(ab) = a^0 b^0 - (ab)$.

Для оценки точности этой формулы необходимо вычислить следующие члены ряда теории возмущений по константе связи e , т. е. найти радиационные поправки. Вычисление радиационных поправок порядка e^6 сделано в работах ¹²⁻¹⁹. В этом случае необходимо рассмотреть диаграммы, приведенные на рис. 6, добавив к ним обменные ($p'_1 \leftrightarrow p'_2$). На рис. 6 не приведены графики, содержащие собственную энергию электрона, так как при регуляризации, которая проводится стандартными методами ^{10, 11},

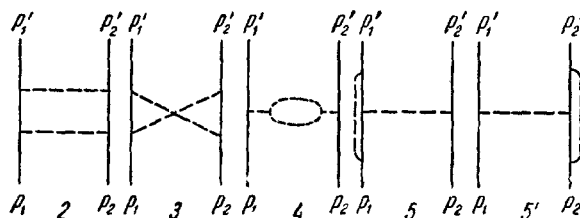


Рис. 6.

они выпадают. Матричные элементы диаграмм 2, 3, 5, 5' расходятся также при интегрировании в области малых импульсов виртуальных фотонов («инфракрасная катастрофа»). Как известно, это связано с тем, что само понятие упругого процесса является чисто условным, поскольку в каждом акте рассеяния излучаются мягкие кванты, причем сечение излучения

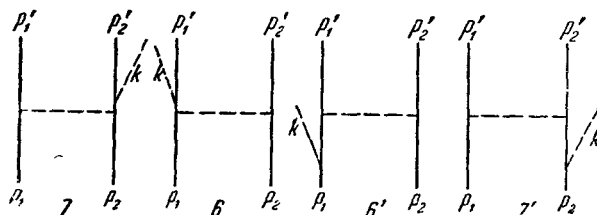


Рис. 7.

также расходится в области малых частот, однако суммарное сечение упругого и неупругого рассеяния не содержит расходимости. Таким образом, для устранения инфракрасной катастрофы необходимо учесть диаграммы с излучением реальных фотонов (рис. 7, к этим диаграммам необходимо добавить обменные).

Учет излучения реальных фотонов существенно усложняет задачу исследования рассеяния, поскольку сечение зависит от конкретных условий эксперимента. В первых работах ^{12, 13} вычисление радиационных поправок проводилось в лабораторной системе, при этом предполагалось, что мягкие кванты могут излучаться в произвольных направлениях («изотропно») и что полная энергия излученных квантов $\Delta E \ll m$.

Результаты этих вычислений не могут быть прямо использованы для рассмотрения опытов на встречных пучках, поскольку: 1) Опыты проводятся в с. д. и. 2) Фотоны, вообще говоря, могут уносить энергию порядка начальной энергии электронов. В самом деле, как мы уже отмечали в гл. II, рассеянные электроны регистрируются парами счетчиков (рис. 8), включенными по схеме совпадений. Поскольку энергетический порог счетчиков значительно меньше начальной энергии электронов, они будут регистрировать практически все электроны, попавшие в счетчики, независимо от потери ими энергии. 3) Излучение жестких квантов при рассеянии будет

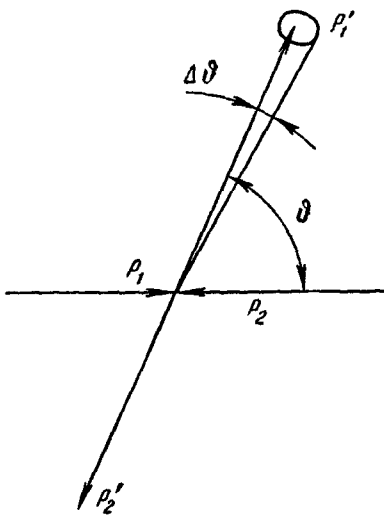
происходить отнюдь не изотропно. Для того, чтобы убедиться в этом, заметим, что при выполнении условия²⁰

$$\frac{e^2}{\pi} \ln \frac{m}{\Delta E} \ln \frac{E}{m} \ll 1 \quad (3,4)$$

излучение квантов можно рассматривать с помощью теории возмущений. Поскольку в исследуемой в настоящее время области энергий заведомо

$$\frac{e^2}{\pi} \ln \frac{E}{m} \ll 1, \quad (3,5)$$

исследование излучения реальных квантов с энергией $\Delta E \sim m$ и выше безусловно можно рассматривать по теории возмущений. Отсюда же следует, что если при столкновении электронов излучается много квантов, то жесткий квант среди них только один, так как излучение двух жестких квантов идет в высшем порядке теории возмущений и, следовательно, маловероятно. Матричный элемент диаграмм 6 и 6' может быть представлен в виде



$$M_{6+6'} = \frac{e^3}{(2\pi)^{7/2}} \frac{m^2}{(2\omega E_1 E_2 E_1' E_2')^{1/2}} \frac{\bar{u}(p_2') \gamma^\mu u(p_2)}{(p_2' - p_2)^2} \times \\ \times \bar{u}(p_1') \left[\left(\frac{ep_1'}{kp_1'} \right) - \left(\frac{ep_1}{kp_1} \right) \right] \gamma_\mu + \\ + \frac{1}{2} \left(\frac{\hat{e} \hat{k} \gamma_\mu}{(kp_1')} + \frac{\gamma_\mu \hat{k} \hat{e}}{(kp_1)} \right) u(p_1); \quad (3,6)$$

аналогичный вид имеет матричный элемент диаграмм 7 и 7', только в знаменателях стоят комбинации (kp_2') , (kp_2) . Выражая скалярные произведения через угол между импульсами соответствующего электрона и фотона и их энергии, получим

$$(p_i k) = \omega E_i (1 - \beta_i \cos \vartheta_i); \quad (3,7)$$

здесь β_i — скорость электрона. Таким образом, в выражении для вероятности излучения фотона появляются характерные знаменатели вида (3,7). Это приводит к тому, что фотоны излучаются ($\beta_i \rightarrow 1$) преимущественно в узкие конусы вокруг направлений начальных и конечных электронов.

Фотоны, излучаемые при неупругом столкновении электронов, можно условно подразделить на два класса — мягкие и жесткие. Это разделение тесно связано с геометрией опыта. Предположим, что один из рассеянных электронов попал в центр одного из счетчиков, тогда будем считать фотон мягким, если второй электрон попадет в противоположный счетчик, независимо от направления излучения фотона. В противном случае будем считать фотон жестким.

Максимальная энергия мягких фотонов, излученных в конусы вокруг направлений p_1 , p_2 , есть

$$\varepsilon = \frac{E \Delta \vartheta}{\sin \vartheta + \Delta \vartheta \left(\frac{1 + \cos \vartheta}{2} \right)}; \quad (3,8)$$

здесь $\Delta \vartheta$ — половина угловой апертуры счетчика.

Прежде всего мы рассмотрим суммарное сечение упругого процесса и неупругих процессов с излучением мягких квантов, максимальная энергия которых ε определяется формулой (3,8).

Вычисление матричного элемента порядка e^6 производится стандартным способом. Ввиду технической сложности, при вычислении вкладов диаграмм 2, 3 (рис. 6) пренебрегается членами, не содержащими большие логарифмы типа $\ln\left(-\frac{q^2}{m^2}\right)$, $\ln\frac{E}{\varepsilon}$. Вследствие этого окончательное выражение для суммарного сечения упругого и неупругого рассеяний в с.д.и. может быть записано только с указанной точностью¹⁴⁻¹⁶:

$$\sigma_s(\vartheta) = \sigma_0(\vartheta) \left\{ 1 + \frac{\alpha}{\pi} \left[4 \left(1 - 2 \ln \frac{E \sin \vartheta}{m} \right) \ln \frac{E}{\varepsilon} + \frac{22}{3} \ln \frac{E}{m} \right] \right\}. \quad (3,9)$$

Поскольку нас интересуют большие углы рассеяния (фактически $\vartheta \geq 30^\circ$), мы не можем учитывать логарифмическую зависимость от углов в членах, содержащих один логарифм, например не следует оставлять члены, содержащие $\ln \sin \vartheta$ и не содержащие никаких других логарифмов, поскольку эти члены порядка отброшенных. В пределах точности формулы зависимость от углов следует учитывать только в членах, в которых логарифм угла умножается на большой логарифм *).

Теперь мы должны учесть вклад жестких фотонов с энергией, большей ε . Если при рассмотрении излучения мягких фотонов мы полагали, что энергия фотона много меньше начальной энергии электрона, что позволяло отбросить в формуле (3,6) члены, содержащие k в числителе, а это дает существенные упрощения, то в данном случае необходимо провести точный расчет. Точная формула для сечения излучения одного фотона при электрон-электронном соударении была получена в результате чрезвычайно громоздкого расчета Гарибяном²¹. Из этой формулы, естественно, следует выведенный выше результат, что излучение фотонов направлено, в основном, в узкие конусы вокруг направлений движения начальных и конечных электронов.

В обозримом виде формулу Гарибяна удастся проинтегрировать по углам и энергиям вылетающих квантов (при условии, что рассеянные электроны попадают в счетчики) лишь с точностью до $\ln \frac{E}{\varepsilon}$ ^{22, 23}. При интегрировании по углам основные вклады дают конусы вокруг направлений вылетающих электронов; интегрирование по энергиям ведется по жестким квантам $\varepsilon < \omega < E$. В итоге получаем

$$\sigma_h^I(\vartheta) = \sigma_0(\vartheta) \frac{2\alpha}{\pi} \left[2 \ln \frac{E}{m} \ln \frac{E}{\varepsilon} - \ln^2 \frac{1}{\Delta\vartheta} - \frac{3}{2} \ln \frac{E}{m} \right]. \quad (3,10)$$

Интегральное сечение излучения очень жестких квантов в интервале $E_1 \div E$, $E_1 \gg \varepsilon$, можно получить с однологарифмической точностью:

$$\begin{aligned} \sigma_h^{II}(\vartheta) = \sigma_0(\vartheta) \frac{2\alpha}{\pi} & \left[2 \ln \frac{E}{m} \ln \frac{E}{E_1} - \ln^2 \frac{1}{\Delta\vartheta} - \frac{3}{2} \ln \frac{E\Delta\vartheta}{m} + \right. \\ & \left. + \ln^2 \frac{E_1}{E\Delta\vartheta} + 2 \frac{E_1}{E} \left(1 - \frac{1}{4} \frac{E_1}{E} \right) \ln \frac{E^2\Delta\vartheta}{mE_1} + 2 \int_{E_1/E}^{1 - \frac{m}{E\Delta\vartheta}} \frac{dk}{k} \ln(1-k) \right]. \quad (3,11) \end{aligned}$$

*) При рассмотрении членов, содержащих угловую зависимость в формуле (3,9), следует учесть, что при вычислении вкладов неупругого рассеяния в формуле (3,6) были отброшены члены, содержащие k в числителе. Это пренебрежение законно при малых k . Фактически же в формуле (3,8) $\varepsilon \sim 30 \div 50 M\text{эв}$, так что указанное пренебрежение не является корректным и, вообще говоря, отброшенные члены могут дать такие же члены с угловой зависимостью, как и оставленные.

Характерной особенностью этих формул, в отличие от ¹⁶, является то, что с принятой точностью отсутствует зависимость сечения излучения жестких квантов от угла рассеяния. Заметим, что ввиду относительно большой угловой апертуры счетчиков в конкретных экспериментах (что уже отмечалось в примечании на стр. 441) выбор в качестве границы мягких квантов величины, даваемой формулой (3,8), является неудобным. Поэтому в корректном расчете следует выбирать $\varepsilon \sim m$, а все остальные кванты считать жесткими, тогда формула (3,9) будет действительно корректной. Полные радиационные поправки мы получим, складывая вклады мягких и жестких фотонов, причем результат не должен зависеть от величины ε — границы между мягкими и жесткими квантами, поскольку эта граница является чисто условной. Все приведенные выше формулы применимы, конечно, для произвольных малых ε . Для экспериментов на встречных пучках особенно важна зависимость радиационных поправок от угла рассеяния, так как фактически будет измерено дифференциальное сечение рассеяния в относительных единицах, а затем полученная кривая будет нормирована на малых углах рассеяния (малые передачи импульса, при которых квантовая электродинамика заведомо применима) на теоретическую кривую (с учетом радиационных поправок). Из формул (3,9) и (3,10) видно, что угловую зависимость содержат только члены с $\ln \frac{E}{\varepsilon}$. В работе ¹⁶ величина была выбрана в форме (3,8), полученная в результате зависимость радиационных поправок от угла рассеяния, по указанным выше причинам, представляется необоснованной. Ввиду крайней громоздкости расчета, правильный результат может быть получен в результате численного интегрирования формулы Гарибьяна с помощью электронной вычислительной машины (либо в результате непосредственного вычисления соответствующих диаграмм на электронной вычислительной машине). Результаты таких расчетов для конкретных параметров приведены в табл. II ^{22, 98}.

Таблица II

Радиационные поправки к сечению рассеяния электрона
на электроны $E = 500 \text{ Мэв}$, $\Delta\vartheta = 3,5^\circ$

Угол рассеяния	40°	50°	60°	70°	80°	90°
Радиационная поправка . . .	0,106	0,121	0,132	0,137	0,141	0,144

Выше были подробно рассмотрены радиационные поправки к формулам рассеяния электрона на электроны. Радиационные поправки, вычисляющиеся в аналитическом виде, к формулам рассеяния электрона на позитроне могут быть получены с помощью простой подстановки. Если начальный импульс позитрона p_+ , а конечный p'_+ , то в соответствующих формулах необходимо проделать замену

$$\begin{aligned} p_2 &\rightarrow -p'_+, \\ p'_2 &\rightarrow -p_+; \end{aligned} \quad (3,12)$$

очевидно, что при этом

$$s^2 \leftrightarrow q'^2, \quad q^2 \leftrightarrow q'^2. \quad (3,13)$$

Если проделать эту замену, то в формуле (3,9) $\sin \vartheta \rightarrow 2 \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2}$, формулы (3,10) и (3,11) при этом не меняются. Естественно, что при этой подстановке $\sigma_0(\vartheta)$ переходит в формулу рассеяния электронов на позитронах, так называемую формулу Баба, явный вид которой можно получить из (3,1).

Методика вычисления радиационных поправок к сечению аннигиляции электронов-позитронной пары в пару фотонов аналогична приведенной выше. Однако в этом случае, наряду с поправками к дифференциальному сечению, куда при учете вкладов реальных фотонов входят, как мы видели, характеристики регистрирующих приборов, можно вычислить также поправки к полному сечению. Это связано с интегрируемостью дифференциального сечения как в данном случае, так и для комптоновского рассеяния. И хотя для эксперимента необходимо иметь поправки к дифференциальному сечению, радиационные поправки к полному сечению также представляют интерес, поскольку полное сечение есть инвариант и, следовательно, эти поправки не зависят ни от системы отсчета, ни от регистрирующей аппаратуры и являются объективными характеристиками процесса. Вычисление полных радиационных поправок к сечению аннигиляции проведено в работе ¹⁰⁰ по аналогии с соответствующими расчетами для комптоновского рассеяния ^{50, 99}. Если полное сечение представить в виде

$$\sigma = \sigma_0 (1 + \delta_T), \quad (3,14)$$

где σ_0 — полное сечение аннигиляции в борновском приближении, то при $E=350$ Мэв $\delta_T=8\%$, а при $E=3,5$ Бэв $\delta_T=14\%$.

Проведенное выше рассмотрение показывает, что радиационные поправки к электродинамическим сечениям при больших энергиях отнюдь не малы и могут оказаться существенными для эксперимента. Это обстоятельство не является случайным и будет рассмотрено ниже.

3.2. Высшие радиационные поправки. При исследовании вкладов высших приближений теории возмущений следует иметь в виду следующую особенность: если при малых энергиях частиц ряд теории возмущений является разложением по малому параметру $e^2=1/137$ и быстро сходится, в силу чего высшие члены ряда с большой степенью точности можно отбросить, то при больших энергиях параметром разложения является уже не e^2 , а $e^2 \ln^n E/m$ ($n=1$ или 2) ²³⁻²⁵. Вследствие этого ряд теории возмущений сходится медленно и тем хуже, чем больше энергия, так что, вообще говоря, необходим учет большого числа членов в разложении теории возмущений. В силу того, что непосредственное вычисление высших приближений с помощью техники Фейнмана крайне затруднительно, поскольку трудность и громоздкость вычислений резко возрастают с ростом порядка приближения, необходимы или кардинально новые методы, обходящие теорию возмущений, или существенное улучшение сходимости ряда теории возмущений.

Вычисление электродинамических эффектов без применения теории возмущений является, безусловно, весьма привлекательным. Имеется ряд попыток, предпринятых в этом направлении. Швингер ^{26, 27} сформулировал систему функциональных уравнений для одночастичных функций Грина; однако вследствие своего функционального характера система непосредственно не решается и должна быть переведена в другую форму. Одна из таких форм разработана Иоффе, Галаниным и Померанчуком ^{28, 29} и сводится к бесконечной системе зацепляющихся уравнений. В настоящее время не существует сколько-нибудь удовлетворительных методов решения этой системы. Другая формулировка системы функциональных уравнений получена в работах ³⁰⁻³² и заключается в следующем. Пространство (координатное или импульсное) заменяется на сетку, а функция координат в этом пространстве — на совокупность значений в узлах этой сетки. Таким образом, функционал заменяется на функцию N переменных (по числу полей и узлов). Это дает возможность найти основные величины в виде интегралов по этим переменным. В пределе количество переменных $N \rightarrow \infty$, а расстояния между узлами стремятся к нулю. Результаты вычислений

выражаются через континуальные интегралы. Приближенное вычисление континуальных интегралов, однако в применении к гораздо более простой, чем квантовая электродинамика, задаче (теория поляронов) ³³ дало результаты, хорошо согласующиеся с результатами других методов, в частности прямого вариационного. Тем не менее вопрос о возможности приближенного вычисления континуальных интегралов в случае квантовой электродинамики остается открытым, в частности из-за необходимости устранения расходимостей.

В то же время следует отметить, что имеется ряд вопросов, при рассмотрении которых само разложение по e^2 является вполне допустимым, однако, как мы уже отмечали, ряд обычной теории возмущений сходится слишком медленно, так что необходимо существенное улучшение сходимости этого ряда. К числу таких вопросов относятся: асимптотическое поведение основных функций теории при больших энергиях, инфракрасная катастрофа, а также интересующие нас эффекты при больших энергиях.

Бланк ^{34, 35} приближенно проинтегрировал уравнения Швингера с помощью метода собственного времени, и, хотя в процессе решения было использовано разложение по e^2 , указанный метод позволяет существенно улучшить сходимость ряда теории возмущений.

Значительное улучшение сходимости ряда теории возмущений может быть получено с помощью метода ренормализационной группы ³⁶⁻⁴¹. Заметим, что отдельные члены в разложениях теории возмущений для функций Грина электрона и фотона и вершинных частей не являются инвариантными по отношению к ренормализационной группе, в то время как сами эти величины инвариантны. Ренормализационной группой называют группу преобразований

$$\begin{aligned} G_1 \rightarrow G_2 = zC_1, \quad \Gamma_1 \rightarrow \Gamma_2 = z^{-1}\Gamma_1, \quad D_1 \rightarrow D_2 = z_3D_1, \\ e_1^2 \rightarrow e_2^2 = z_3^{-1}e_1^2, \end{aligned} \quad (3,15)$$

смысл которой состоит в том, что использование величин G_1, Γ_1, D_1, e_1 приводит к тем же результатам, что и употребление величин G_2, Γ_2, D_2, e_2 , т. е. к описанию взаимодействия электронов и фотонов с той же самой константой связи, которая может быть выбрана равной ее экспериментальному значению. Идея метода состоит в том, что на каждый из членов ряда теории возмущений накладывается требование ренормализационной инвариантности. Оказывается, что каждый член получаемого в результате ряда является суммой бесконечного числа диаграмм. Общее решение дифференциальных уравнений Ли ренормализационной группы определяется с точностью до произвольных функций двух аргументов. Поэтому для получения конкретного вида функций налагают требование согласия с теорией возмущений в случае малых e^2 ; таким образом, при использовании метода ренормализационной группы необходимо иметь вычисленные поправки в низшем приближении теории возмущений.

Ландау, Абрикосов и Халатников ⁴²⁻⁴⁵ предложили замкнутую систему уравнений квантовой электродинамики, причем во внимание принимались только члены, содержащие максимальную степень логарифма, что приводит к рассмотрению определенной совокупности диаграмм («трехгаммное приближение»). Идя по тому же пути выделения существенных диаграмм, содержащих максимальную степень логарифма, Судаков ^{24, 25} и Абрикосов ^{20, 23} предложили свой способ суммирования рядов теории возмущений с логарифмической точностью. В рамках этого способа сохраняются лишь те вклады диаграмм, которые имеют максимальную степень логарифмичности. Оказывается, что в случае рассмотрения реальных эффектов (когда векторы являются временноподобными) в n -м порядке теории возмущений

это — дважды логарифмические члены типа $\left[e^2 \ln^2 \frac{E}{m} \right]^n$ (E — величина порядка энергии частиц, участвующих в реакции). В указанном методе пренебрегается однологарифмическими членами типа $\left[e^2 \ln \frac{E}{m} \right]^n$. Ясно, что точность метода растет с ростом энергии частиц.

При рассеянии электронов на встречных пучках исследуется только рассеяние электронов на большие углы. Дважды логарифмические поправки для этого случая вычислены в работах 48, 49.

Была рассмотрена общая диаграмма n -го порядка, приведенная на рис. 9. Заметим, что части диаграммы, содержащие поляризацию вакуума, не дают дважды логарифмических членов и были опущены, поэтому диаграмма на рис. 9 является самым общим типом диаграммы, дающим вклад в дважды логарифмическом приближении. Эта диаграмма рассматривалась как скелетная, в нее подставлялись «обросшие» функции Грина электрона и фотона и вершинные части. После ряда преобразований выражения для вклада диаграммы удалось привести к достаточно простому виду, позволяющему провести суммирование всех топологически несводимых диаграмм в данном n -м порядке. Замечательным оказалось то, что вклады всех диаграмм, содержащих более одной «лестничной» (т. е. соединяющей разные электронные линии) фотонной линии, взаимно компенсируются. После суммирования по n мы получаем полное сечение упругого процесса в дважды логарифмическом приближении

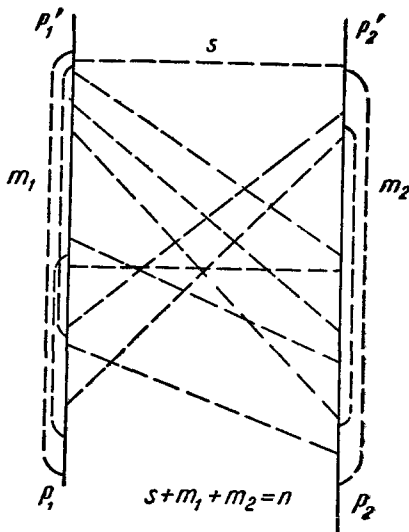


Рис. 9.

$$\sigma(\vartheta) = \sigma_0(\vartheta) e^{-4f}; \quad (3,16)$$

здесь $\sigma_0(\vartheta)$ — меллеровское сечение; f — интеграл, расходящийся при $p_i^2 - m^2 \rightarrow 0$ (p_i — импульс электрона, величина $p_i^2 - m^2$ является мерой потерянной электроном на излучение энергии). Видно, что в отличие от обычного способа устранения инфракрасной расходимости, где $\sigma \rightarrow \infty$ при $p_i^2 - m^2 \rightarrow 0$, в этом случае $\sigma \rightarrow 0$ при $p_i^2 - m^2 \rightarrow 0$. Это является следствием использования улучшенной теории возмущений и понятно с физической точки зрения, так как означает, что сечение чисто упругого процесса равно нулю. Последнее следует из того, что вероятность излучения в процессе столкновения мягких квантов стремится к бесконечности при $\omega \rightarrow 0$.

Как известно, для устранения инфракрасной расходимости необходимо учесть излучение реальных квантов. Полное сечение упругого и неупругого процессов можно представить в виде

$$\sigma(\vartheta) = \sigma_0(\vartheta) \exp \left\{ -\frac{8e^2}{\pi} \ln \frac{E}{\Delta E} \ln \frac{E}{m} \right\}, \quad (3,17)$$

здесь ΔE — полная энергия, уносимая фотонами. Видно, что если $\Delta E = E$ (т. е. детектор регистрирует все электроны, независимо от потери ими энергии), то с принятой точностью полное сечение совпадает с сечением, вычисленным в низшем приближении теории возмущений ($\sigma = \sigma_0$). Как

известно ²³, это связано с тем, что в дважды логарифмическом приближении уменьшение сечения основного процесса без излучения дополнительных квантов, вызванное учетом радиационных поправок, полностью компенсируется увеличением вкладов сечений процессов с множественным дополнительным излучением жестких фотонов в случае произвольного излучения ($\Delta E = E$).

Важность учета именно дважды логарифмических членов связана с тем, что в исследуемом интервале энергий при достаточно малых ΔE (что, как мы видели в предыдущем разделе, означает либо высокое разрешение детектора по энергии, либо малые угловые размеры счетчика) дважды логарифмические члены, а значит и показатель экспоненты в (3,17), оказываются порядка единицы. В то же время, как мы уже отмечали (3,5), однологарифмические члены при достижимых в настоящее время энергиях существенно меньше единицы и для учета их достаточно теории возмущений.

Таким образом, мыслимы две различные ситуации: 1) детекторы имеют весьма хорошее разрешение по энергии (ΔE мало); тогда среди радиационных поправок наиболее существенную роль играют дважды логарифмические, процессы с излучением жестких фотонов не регистрируются, однологарифмические члены можно взять непосредственно из формулы (3,9); 2) детекторы имеют плохое разрешение по энергии (ΔE велико), в этом случае вклад дважды логарифмических членов мал, так что радиационные поправки можно вычислять в e^2 -порядке теории возмущений. В этом случае необходим корректный учет излучения жестких фотонов.

Если нас будет интересовать излучение n реальных фотонов в случае произвольного излучения, то

$$\sigma_n(\vartheta) = \sigma_0(\vartheta) e^{-\bar{n}} \frac{(\bar{n})^n}{n!}, \quad \bar{n} = 4f; \quad (3,18)$$

это — распределение Пуассона, показывающее, что излучение носит классический характер, а вероятность излучения не зависит от числа испущенных ранее квантов.

Формула (3,17) верна также и для сечения рассеяния электрона на позитроне. Что касается двухквантовой аннигиляции электрон-позитронной пары, то здесь интересно выяснить число дополнительных фотонов, испущенных наряду с двумя основными квантами. Для квантов с энергией, большей ΔE , это ⁴⁹

$$\bar{N} = \frac{4e^2}{\pi} \ln \frac{E}{m} \ln \frac{E}{\Delta E}. \quad (3,19)$$

В случае, когда $E = 700 \text{ Мэв}$, $\Delta E = 10 \text{ Мэв}$, среднее число излученных дополнительных квантов $\bar{N} = 0,3$.

Высшие радиационные поправки могут быть вычислены также с помощью метода ренормализационной группы ⁵¹, при этом оказывается, что в качестве показателя экспоненты в формулу (3,17) входит вся поправка низшего порядка (см. (3,9)). Метод ренормализационной группы дает отрицательный ответ на вопрос ⁵² о возможности появления в показателе экспоненты логарифмов в промежуточной степени β , где β лежит между 1 и 2 ⁵³.

Достоинством указанной выше методики исследования высших радиационных поправок является возможность тривиального обобщения на случай электромагнитного взаимодействия различных частиц.

3.3. Радиационные поправки, обусловленные сильными взаимодействиями. Наряду с электромагнитными поправками к формуле Меллера следует учесть также поправки за счет сильного и слабого взаимодействий. Последние будут

рассмотрены ниже (гл. V). Здесь мы рассмотрим возможный вклад сильных взаимодействий.

Поскольку электроны могут взаимодействовать с другими полями только через фотоны, прежде всего необходимо вычислить вклад сильных взаимодействий в функцию Грина фотона, так как вклад мезонного «облака» электрона весьма мал вследствие зависимости от очень высоких степеней e^2 .

Как известно^{10,11}, величина поляризации вакуума частицами обратно пропорциональна квадратам их масс в случае $k^2 \ll m^2$ (k — импульс фотонной линии, в с. ц. и. $k^2 = 4E^2$; m — масса поляризующей вакуум частицы). В случае $k^2 \gg m^2$ величина поляризации вакуума пропорциональна $\ln \frac{k^2}{m^2}$. Фактически интересующая нас область является промежуточной, и необходимо пользоваться точными формулами. Для пионов при $k^2 = 4m^2$ (на пороге рождения пары пионов) вклад диаграммы с поляризацией вакуума пионами составляет 0,1% от вклада диаграммы рассеяния низшего порядка, с ростом энергии эта величина очень медленно возрастает. Учитывать эту поправку нет смысла, поскольку электродинамические радиационные поправки вычислены с гораздо меньшей точностью. Аналогично дело обстоит и для других сильновзаимодействующих частиц, так что остается исследовать вклад возможных взаимодействий между поляризующими вакуум частицами. Мы рассмотрим следствия резонансного $\pi\pi$ -взаимодействия^{16,54}.

Согласно Челлену⁵⁵ функция Грина фотона может быть представлена в виде

$$D_{\mu\nu}^{F'} = \frac{g_{\mu\nu}}{p^2 - i\varepsilon} + \frac{g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{p^2}}{p^2 - i\varepsilon} [\bar{\Pi}(0) - \bar{\Pi}(p^2) - i\pi\Pi(p^2)]; \quad (3,20)$$

здесь $\Pi(p^2)$ есть сумма по всем физическим состояниям с импульсом $p_m = p$:

$$\Pi(p^2) = -\frac{V}{3p^2} \sum_{\mathbf{p}, n=p} \langle 0 | j_\mu(0) | m \rangle \langle m | j_\mu(0) | 0 \rangle; \quad (3,21)$$

$j_\mu(0)$ — оператор тока, V — нормировочный объем. Величина $\bar{\Pi}(0) - \bar{\Pi}(p^2)$ определена так:

$$\bar{\Pi}(0) - \bar{\Pi}(p^2) = Pp^2 \int_0^\infty \frac{\Pi(-a)}{a(p^2 + a)} da. \quad (3,22)$$

Если оставить в сумме (3,21) только двухпионные состояния, для которых ток перехода может быть представлен в виде⁵⁶

$$\langle 0 | j_\mu(0) | k_1 j, k_2 i \rangle = \frac{ieV^{-1}}{(4\omega_1\omega_2)^{1/2}} (k_{1\mu} - k_{2\mu}) (\delta_{i1}\delta_{i2} - \delta_{i2}\delta_{i1}) F_\pi(p^2), \quad (3,23)$$

(здесь i, j — изотопические индексы пионов, $F_\pi(p^2)$ — формфактор пиона), то остается вычислить интеграл (3,22). Подставляя в интеграл резонансную форму формфактора (ρ -мезон), получим, что после учета сильного взаимодействия поправка, даваемая пионами, порядка 1%, что по-прежнему меньше точности, с которой вычислены радиационные поправки.

3.4 Феноменологическое исследование квантовой электродинамики на малых расстояниях. Нарушение квантовой электродинамики на малых расстояниях может вызываться: 1) нелокальностью взаимодействия, в этом случае локальный оператор взаимодействия $H_{\text{лок}} = eA_\mu(x)j^\mu(x)$, в котором

поле и ток взаимодействуют в одной точке, перейдет в нелокальный оператор типа

$$H_{\text{нелок}} = e \int A_{\mu}(x) j^{\mu}(y) F(x-y) d^4y, \quad (3,24)$$

где ток в точке y взаимодействует с полем в некоторой малой области, определяемой функцией $F(x-y)$; 2) изменением геометрии пространства-времени на малых расстояниях; 3) полями, проявляющимися только на очень малых расстояниях.

Мы введем фундаментальную длину L , определяемую так, что на расстояниях, больших L , перечисленные выше факторы не играют роли, а начиная с $r = L$, они вступают в игру. Ниже мы оценим верхний предел L , и, поскольку можно сделать лишь грубые оценки, полученное значение L будет относиться к любому из перечисленных выше факторов.

Ясно, что расстояния, промеряемые на эксперименте, порядка $1/q$ (см. (3,2)). Более точные оценки можно получить либо вводя формфакторы

в электрон-фотонных вершинах, либо модифицируя функции распространения электрона или фотона. Оценки, даваемые этими способами, отличаются лишь на численный множитель.

Рассмотрим для определенности рассеяние электрона на электроне (позитроне). В разделе 3.2 мы видели, что с большой степенью точности следует рассматривать класс диаграмм с обменом одним фотоном.

Тогда матричный элемент (рис. 10, а) может быть записан в виде

$$\Gamma_{\mu}(p'_1, p_1) D^{\mu\nu}(q^2) \Gamma_{\nu}(p'_2, p_2). \quad (3,25)$$

Вид вершинной функции Γ_{μ} может быть определен, если сделать следующие, весьма общие предположения: 1) Γ_{μ} есть 4-вектор; 2) выполняется закон сохранения тока $(p'_1 - p_1)_{\mu} \Gamma^{\mu} = 0$; 3) электрон обладает спином $1/2$, —

$$\Gamma_{\nu} = e \left[\gamma_{\nu} f_1(q^2) + \frac{\mu \sigma_{\nu\lambda}}{2m} q^{\lambda} f_2(q^2) \right]; \quad (3,26)$$

скалярные функции $f_1(q^2)$ и $f_2(q^2)$ описывают внутреннюю структуру электрона и являются релятивистскими обобщениями формфакторов вида

$$F(p^2) = \int \varrho(r) e^{iqr} d^3r,$$

где $\varrho(r)$ — радиальная плотность заряда; предполагается, что радиационные поправки учтены. Для частицы с точечным зарядом e и точечным аномальным магнитным моментом $\mu - f_1 = f_2 = 1$. Если частицы не точечные, то при малых q^2 функции f_1 и f_2 можно разложить в ряд:

$$f_{1,2} = 1 - \frac{a_{1,2}^2 q^2}{6}, \quad (3,27)$$

$$\frac{a_{1,2}^2 q^2}{6} \ll 1. \quad (3,28)$$

Если помимо этого

$$\frac{q^2}{m^2} \ll 1, \quad (3,29)$$

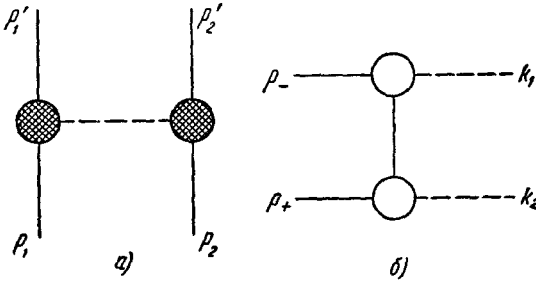


Рис. 10.

то $a_{1,2}$ есть средний квадратичный радиус распределения заряда (аномального магнитного момента). Поскольку, в отличие от случая рассеяния электронов на протонах^{59, 60}, в интересующей нас области критерий (3,29) заведомо не выполнен, указанная простая интерпретация функций f_1 и f_2 неверна и обе функции описывают распределение тока-заряда в электроне.

В настоящее время ничего неизвестно о функциях f_1 и f_2 , поэтому для оценок мы будем полагать $f_2 = 0$. Тогда сечение рассеяния электрона на электроне получает вид

$$\sigma_f = \frac{r_0^2}{8\gamma^2} \left[\frac{s^4 + q'^4}{q^4} f_1^2(q^2) + \frac{2s^4}{q^2 q'^2} f_1^2(q^2) f_1^2(q'^2) + \frac{s^4 + q^4}{q'^4} f_1^2(q'^2) \right], \quad (3,30)$$

сечение рассеяния электрона на позитроне может быть получено отсюда заменой (3,13). Точная формула с учетом f_2 получена в работе⁶¹.

Рассмотрим рассеяние на угол $\theta = 90^\circ$, $q^2 = q'^2 = -2E^2$, тогда

$$\sigma_f = \sigma_0 \left(1 - \frac{4a^2 q^2}{6} \right) = \sigma_0 - \Delta\sigma. \quad (3,31)$$

Относительное отклонение от меллеровского сечения

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{4a^2 q^2}{6}. \quad (3,32)$$

С другой стороны, можно предположить, что вершинные функции не меняются, но изменяется функция распространения фотона⁶² $\frac{1}{q^2} \rightarrow \frac{1}{q^2} - \frac{1}{q^2 + 1/\lambda^2}$, что соответствует изменению закона Кулона $\frac{1}{r} \rightarrow \frac{1}{r} (1 - e^{-r/\lambda})$; если $q^2 \lambda^2 \ll 1$, то $\frac{1}{q^2} \rightarrow \frac{1}{q^2} (1 - q^2 \lambda^2)$, последнее разложение очевидно не связано с конкретным видом модификации функции распространения фотона. Если опять рассмотреть рассеяние на угол 90° , то

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = 2q^2 \lambda^2. \quad (3,33)$$

На основании только опытов по рассеянию вообще невозможно отличить изменение вершинной части от изменения функции распространения фотона, так что обе интерпретации являются равноправными, а расстояния, на которых нарушается квантовая электродинамика, есть a (или λ). Чтобы учесть одновременно оба вклада, введем эффективную длину

$$l^2 = \frac{a^2}{3} + \lambda^2. \quad (3,34)$$

Для того чтобы обнаружить отклонение $\Delta\sigma$, необходимо проводить измерения с точностью не ниже $\delta\sigma = \frac{\Delta\sigma}{2}$, тогда длина l , промеряемая в экспериментах по рассеянию электронов на электронах при рассеянии на угол 90° , есть

$$l = \frac{E_0}{E} \sqrt{\frac{\delta\sigma}{2\sigma_0}} \cdot 10^{-13} \text{ см}; \quad (3,35)$$

здесь $E_0 = 197 \text{ Мэв}$. Промеряемые расстояния при некоторых энергиях и точностях приведены в табл. III.

Для обнаружения отклонений от квантовой электродинамики на малых расстояниях нет необходимости проводить весьма сложные измерения абсолютных сечений. Поскольку при рассеянии на малый угол $q \sim 0$, достаточно провести измерения относительных сечений, нормируя их

Таблица III

Эффективные расстояния l , промеряемые при данной точности опыта и энергии электронов в единицах 10^{-13} см

$\frac{\delta\sigma}{\sigma}$	E (Мэв)			
	100	300	500	1500
0,10	0,44	0,15	0,09	0,03
0,05	0,32	0,10	0,06	0,02
0,03	0,24	0,08	0,05	0,02
0,01	0,14	0,05	0,03	0,01

на малых углах на меллеровскую кривую с учетом радиационных поправок.

Использование рассеяния электронов на позитронах для проверки применимости квантовой электродинамики на малых расстояниях дает некоторые новые возможности: 1) исследовать формфакторы во временноподобной области ($f(s^2)$, $s^2 > 0$); 2) при прочих равных условиях промерять меньшие длины, что связано с возможностью исследовать рассеяние на углы, большие 90° ; правда, сечение рассеяния на эти углы существенно меньше соответствующего меллеровского ⁴⁹.

Исследование процесса $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ (рис. 10, б) позволяет определить функцию распространения электрона $G(p)$ и вершинную часть, которая, вообще говоря, должна быть записана в виде $\Gamma_\mu(p^2, p'^2, k^2)$. По сравнению со случаем рассеяния электрона на электроне, где исследуется функция $\Gamma_\mu(m^2, m^2, k^2)$, в случае аннигиляции исследуется функция $\Gamma_\mu(p^2, m^2, 0)$, т. е. вершинная часть в другой области изменения аргументов. Именно поэтому изучение процесса аннигиляции представляет весьма большой интерес для проверки применимости квантовой электродинамики на малых расстояниях. Следует отметить, что феноменологический анализ в этом случае более сложен, чем проведенный выше, так как 1) в функции $G(p)$ возникают две скалярные функции, 2) не существует аналога формулы (3,26).

Формфакторы во временноподобной области изменения аргументов могут быть исследованы также в поляризационных опытах, чувствительных к взаимодействиям на малых расстояниях.

Перейдем теперь к оценке верхнего предела длины L , до которого квантовая электродинамика заведомо применима. Ниже мы перечислим опыты, на основании которых может быть сделана указанная оценка.

Опыты Хофstadтера ^{59,60} по исследованию электромагнитной структуры нуклонов позволили определить структурные функции $F_1(q^2)$ и $F_2(q^2)$ в широком интервале значений передаваемого импульса q . Если предположить, что отклонение функций F_1 и F_2 от единицы связано не только с мезонным облаком нуклонов, но и с нарушением квантовой электродинамики, то

$$\langle r^2 \rangle_{\text{наб}} = \langle r^2 \rangle_p + 6l^2 = (0,8 \cdot 10^{-13} \text{ см})^2, \quad l \leq 0,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \quad (3,36)$$

Очевидно, что существенная часть эффекта обусловлена мезонным облаком нуклона, поэтому можно считать, что из опытов Хофstadтера следует применимость квантовой электродинамики до расстояний порядка $(1 \div 2) \cdot 10^{-14}$ см.

При вычислении аномального магнитного момента электрона (мюона) возникают интегралы по импульсам виртуальных фотонов. Если принять, что квантовая электродинамика нарушается на расстоянии l , то радиа-

ционные поправки к магнитному моменту приобретают вид⁶³

$$\frac{\alpha}{2\pi} \left(1 - \frac{2}{3} l^2 m^2 \right), \quad (3,37)$$

ввиду большой массы использование мюонов предпочтительнее. Последние измерения аномального магнитного момента мюона показали, что эксперимент согласуется с теорией с точностью до 0,5% от радиационной поправки, т. е. $\frac{2}{3} l^2 m^2 \leq 0,5 \cdot 10^{-2}$, отсюда $l \leq 1,5 \cdot 10^{-14}$ см.

Указанные расстояния и являются минимальными расстояниями, до которых проверена применимость квантовой электродинамики; следовательно, $L \leq 1,5 \cdot 10^{-14}$ см.

Величина лэмбовского сдвига также чувствительна к обрезанию при больших импульсах. В соответствии с последними данными^{65, 101} теория согласуется с опытом в пределах 0,1 Мэв, отсюда $l \leq 3 \cdot 10^{-14}$, совокупность данных по сверхтонкой структуре водорода⁶⁶ приводит к $l \leq 5 \cdot 10^{-14}$ см.

Опыты по проверке квантовой электродинамики с помощью реакции $\gamma + p \rightarrow e^+ + e^- + p$ в случае рождения пары на большие углы^{67, 68} ставятся в настоящее время⁶⁹. Однако две диаграммы (на которых фотон поглощается и излучается протоном) не могут быть сведены к хофстадтеровским формфакторам, и их оценки (сильные взаимодействия!) могут быть сделаны только теоретически.

В заключение следует отметить, что в промеряемой в ближайшее время области (энергии до 700 Мэв, точности не выше 2—3%) нет никаких характерных параметров, которые указывали бы на возможность неприменимости квантовой электродинамики на этих расстояниях. Но тем больший интерес представляло бы обнаружение нарушения квантовой электродинамики. Что касается неоднократно высказывавшихся в последнее время предположений (см., например,⁷⁰), что фундаментальная длина связана со слабыми взаимодействиями, то соответствующие расстояния — $6 \cdot 10^{-16}$ см — могут быть, видимо, со временем промерены в опытах на встречных пучках. Для этого, например, необходимо провести опыт на встречных электрон-позитронных пучках с энергией 2 Бэв при точности 1%.

IV. РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ СТРУКТУРЫ

Опыты по рождению элементарных частиц при аннигиляции электрон-позитронной пары представляются нам уникальными как по количеству информации о взаимодействиях между элементарными частицами, так и по ее важности. Сечения соответствующих процессов того же порядка по константе электромагнитного взаимодействия e^2 , что и сечение упругого рассеяния. Поэтому все эти процессы являются*) вполне наблюдаемыми. Ниже мы перечислим возможные опыты по рождению частиц при аннигиляции электрон-позитронной пары, указывая информацию, которую они могут дать. Затем мы рассмотрим более деятельно некоторые из этих опытов**).

1. Проверка, существуют ли заряженные пары частиц (помимо открытых до настоящего времени) независимо от свойств этих частиц по

*) Сечение рождения пар частиц в электрон-электронных столкновениях содержит лишний множитель e^4 и при рождении на большие углы в 10^4 меньше. Указанные сечения могут быть велики только при рождении под малыми углами, но техника встречных пучков не позволяет вести наблюдения под малыми углами.

**) Этот круг вопросов рассмотрен также в работе¹⁰⁸.

отношению к сильным взаимодействиям, если масса их меньше предельной энергии пучков и время жизни не меньше $10^{-9} - 10^{-10}$ сек. Указанные частицы могут наблюдаться непосредственно. В случае меньшего времени жизни будут наблюдаться продукты их распада.

2. Проверка существования сильновзаимодействующих частиц, в том числе и нейтральных, по аномалиям в сечениях других процессов и пороговым эффектам.

3. Процесс $e^+ + e^- \rightarrow \pi^0 + \gamma$, исследование нестабильных нейтральных частиц, времени жизни и электромагнитного формфактора π^0 -мезона. Порог реакции 70 Мэв.

4. Процесс $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, исследование формфактора мюона, порогового эффекта, бимюония, радиационных поправок. Порог реакции 106 Мэв.

5. Процесс $e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, исследование электромагнитного формфактора пиона для временноподобных передач импульса, связанного с ним $\pi\pi$ -взаимодействия и нестабильных нейтральных частиц, исследование радиационных поправок. Порог 140 Мэв.

6. Процесс $e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$, исследование формфактора пиона, изучение $\pi\pi$ -взаимодействия в других (по сравнению с процессом 5) изотопических и спиновых состояниях, исследование ω - и η -мезонов. Порог 210 Мэв.

7. Процесс $e^+ + e^- \rightarrow K^+ + K^- (K^0 + \bar{K}^0)$, исследование электромагнитного формфактора K -мезона, KK - и πK -взаимодействий. Порог 494 Мэв.

8. Процесс $e^+ + e^- \rightarrow 2K + \pi$, исследование πK -взаимодействия, K' -мезона. Порог 564 Мэв.

9. Процесс $e^+ + e^- \rightarrow p + \bar{p} (n + \bar{n})$, исследование электромагнитных формфакторов нуклонов для временноподобных аргументов (в отличие от опытов Хофstadтера, где исследовалась область пространственно-подобных передач импульсов). Порог 940 Мэв.

10. Процесс $e^+ + e^- \rightarrow X + \bar{X}$ (рождение пар гиперонов), исследование электромагнитных формфакторов гиперонов и πX -взаимодействия.

11. Процессы с рождением $X\bar{X}$ π для исследования πX -взаимодействия различных гиперонных резонансов (Y_0^* , Y_1^* , Y_0^{**}).

12. Процессы с рождением K -мезонов и гиперонов (например, $\Sigma^- \bar{n} K^+$) для исследования соответствующих взаимодействий и резонансов.

Перечисленные эксперименты являются одними из наиболее прямых опытов, из которых можно непосредственно определить свойства элементарных взаимодействий $\pi\pi$, πK , KK , πX . В последнее время эти взаимодействия широко исследуются в ряде других экспериментов, в частности в процессах с аннигиляцией протон-антипротонной пары. Последние в известной степени аналогичны опытам с электрон-позитронной аннигиляцией. В остальных опытах необходимо отделять сильное взаимодействие продуктов реакции в конечном состоянии, что удастся сделать весьма грубо и далеко неоднозначно. Хотя сечение рождения частиц при аннигиляции нуклон-антинуклонной пары на четыре порядка больше, чем сечение рождения частиц при электрон-позитронной аннигиляции, набор статистики в последних опытах может идти значительно быстрее, поскольку различие в интенсивностях антипротонного и позитронного пучков значительно больше. Преимущество опытов с электрон-позитронными встречными пучками состоит еще в том, что измерения можно провести во всем спектре энергий, в то время как в опытах с нуклон-антинуклонной аннигиляцией имеется порог около 2 Бэв, так что значительная и весьма интересная область становится нефизической.

Сделаем, наконец, замечание о квантовых числах конечных состояний. Мы будем рассматривать процессы в низшем приближении по электродинамике, т. е. когда электрон-позитронная пара переходит в фотон, который затем распадается на конечные продукты реакции (рис. 11). В с. ц. и. виртуальный фотон как бы «покоится»: $k = (2E, 0)$; так как, с другой стороны, $k_\mu a^\mu = 0$, ясно, что $a_4 = 0$; следовательно, виртуальный фотон описывается полярным вектором. Отсюда следует, что момент промежуточного состояния $J = 1$ (векторная частица), четность $P = -1$, четность по отношению к зарядовому сопряжению $C = -1$. Поскольку в электромагнитных и сильных взаимодействиях все эти характеристики сохраняются, все конечные состояния, получающиеся при аннигиляции электрон-позитронной пары (с точностью до радиационных поправок), обладают указанными квантовыми числами.

4.1. Рождение пары мюонов. В предыдущей главе мы видели, что с большой степенью точности мюоны взаимодействуют только электромагнитно⁶⁴. Сечение рождения пары мюонов при аннигиляции электрон-позитронной пары во втором порядке теории возмущений (рис. 12) имеет вид

$$\sigma_0(\vartheta) = \frac{r_0^2}{16\gamma^2} \frac{q}{E} \left[1 + \frac{\mu^2}{E^2} + \frac{q^2}{E^2} \cos^2 \vartheta \right]; \quad (4,1)$$

здесь q — импульс мюона, ϑ — угол разлета мюонов по отношению к направлению движения электронов.

Дважды логарифмические поправки к сечению рождения вычисляются так же, как рассмотренные в предыдущей главе поправки к сечению рассеяния электрона на электроне⁷¹. Точно так же вклад дают диаграммы с только одной лестничной линией.

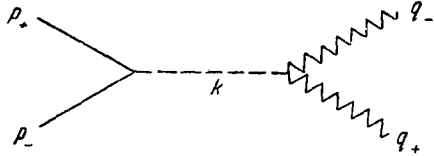


Рис. 12.

Учет излучения реальных квантов приводит к зависимости сечения от максимальной энергии, унесенной квантами ΔE ; однако вследствие скачка массы $\Delta E \leq E - \mu$, причем в случае произвольного излучения (детектор регистрирует все мюоны, независимо от их энергии) $\Delta E = E - \mu$.

Поэтому этот случай принципиально отличается от рассмотренных в предыдущей главе процессов рассеяния и аннигиляции в фотонах, где в случае произвольного излучения уменьшение сечения основного процесса, без излучения дополнительных квантов, вызванное учетом радиационных поправок, полностью компенсируется увеличением сечений процессов с множественным дополнительным излучением фотонов. В данном же случае указанной компенсации не происходит, и при произвольном излучении

$$\sigma(\vartheta) = \sigma_0(\vartheta) \varphi^2(4E^2) \exp \left\{ -\frac{4e^2}{\pi} \ln \frac{E}{E-\mu} \ln \frac{E}{m} \right\}, \quad (4,2)$$

здесь $\varphi(4E^2)$ — формфактор мюона, который, как мы уже отмечали, в пространственноподобной области равен единице, μ — масса мюона. Ясно, что эффект заметнее всего у порога, когда $E \gg E - \mu$. Для нерелятивистских мюонов (вблизи порога) формула (4,2) может быть представлена в виде

$$\sigma(\vartheta) = \sigma_0(\vartheta) \varphi^2(4E^2) \left(\frac{q}{\sqrt{2\mu E}} \right)^{\frac{8e^2}{\pi} \ln \frac{E}{m}} |\psi(0)|^2; \quad (4,3)$$

множитель $|\psi(0)|^2$ учитывает кулоновское взаимодействие конечных мюонов, существенное также вблизи порога⁷²:

$$|\psi(0)|^2 = \frac{\frac{2\pi e^2}{v}}{1 - e^{-\frac{2\pi e^2}{v}}} \quad (4,4)$$

Оба учтенных эффекта меняют зависимость сечения процесса от импульса вылетающих частиц. В области, где кулоновское взаимодействие существенно ($\frac{2\pi l^2}{v} \ll 1$), вместо $\sigma \sim q$ имеем $\sigma \sim q^{1,1}$.

Кулоновское взаимодействие между образующимися мюонами может привести к образованию связанного состояния положительного и отрицательного мюонов — бимюония⁷³. Бимюоний может распадаться не только на фотоны (время жизни парабимюония $\sim 0,6 \cdot 10^{-12}$ сек), но и на электрон-позитронную пару (время жизни ортобимюония $\sim 2 \cdot 10^{-12}$ сек). Процессы рассеяния электрона на позитроне и аннигиляции электрон-позитронной пары в фотоны могут идти через указанное промежуточное связанное состояние. Поэтому исследование бимюония представляет интерес не только для изучения свойств мюонов, но и как пример нестабильного промежуточного состояния, поддающийся точному расчету. При этом в сечении возникает весьма узкий ($\sim 10^{-3}$ эв) и очень высокий ($\sim 10^{-25}$ см²) пик. Отметим, что сечение без учета этого эффекта $\sim 10^{-31}$ см². Вследствие разброса энергии частиц во встречных пучках этот эффект смазывается, тем не менее при определенных условиях он может наблюдаться⁷³.

4.2. Рождение пионов в электрон-позитронных столкновениях. Исключительный интерес представляет исследование $\pi\pi$ -взаимодействия как одного из фундаментальных взаимодействий. Это взаимодействие дает вклады в сечения большого числа процессов с участием пионов и барионов. Сведения об этом взаимодействии получаются в настоящее время из анализа реакций $p + \bar{p} \rightarrow \pi\pi$, $\pi + p \rightarrow 2\pi + p$ и ряда других процессов. Из этих опытов следует, что $\pi\pi$ -взаимодействие действительно существует и носит резонансный характер.

Одним из наиболее прямых способов исследования $\pi\pi$ -взаимодействия является реакция

$$e^+ + e^- \rightarrow \pi\pi, \quad (4,5)$$

которая дает информацию о вершине $\gamma \rightarrow \pi\pi$ и, следовательно, об электромагнитном формфакторе пиона, который может быть связан с фазами $\pi\pi$ -рассеяния. Кроме того, электромагнитный формфактор пиона сам по себе является фундаментальной величиной и входит в сечения других процессов.

Как уже отмечалось, с точностью до радиационных поправок, конечные пионы находятся в состоянии с $J = 1$, $P = -1$, $C = -1$. Кроме того, система из n пионов имеет определенную G -четность — $(-1)^n$. При электромагнитных переходах в низшем порядке изотопический спин или не меняется, или меняется на единицу. Поэтому с точностью до радиационных поправок изотопический спин системы n образующихся пионов равен 0 или 1. Учитывая, что $G = C P^{1/2}$ и $C = -1$, получаем $T_2 = (-1)^{n-1}$. Таким образом, для четного числа пионов получаем изотопический спин 1 (изотопический вектор, меняющий знак при повороте T_2), для нечетного числа пионов получаем изотопический спин 0 (изотопический скаляр, не меняющий знака при повороте T_2). Из того, что в конечном состоянии

$C = -1$, в частности следует, что запрещен процесс, в котором все конечные частицы π^0 -мезоны.

Нас интересует ток перехода:

$$\langle q^1, q^2, \dots, q^n | j_\mu(0) | 0 \rangle = \frac{1}{(2\pi)^{3n/2}} J_\mu(q^1, q^2, \dots, q^n); \quad (4,6)$$

здесь q^i — импульсы родившихся пионов. Из закона сохранения тока следует, что $k_\nu J^\nu = 0$; поскольку в с. ц. и. пространственная часть k равна 0, отсюда следует, что $E J_4 = 0$. Поэтому мы будем рассматривать только пространственную компоненту тока перехода \mathbf{J} . Так как \mathbf{J} умножается на полярный вектор, из закона сохранения четности следует, что \mathbf{J}

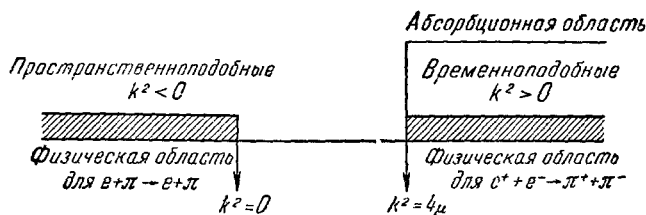


Рис. 13.

есть полярный вектор из векторов $\mathbf{q}^1, \mathbf{q}^2, \dots, \mathbf{q}^n$, если n четное, и аксиальный вектор, если n — нечетное. Учитывая это, легко получить сечение⁸⁰

$$\sigma_{n\pi} = \frac{e^2}{32E^4} \frac{1}{(2\pi)^{3n-5}} \int \prod_{i=1}^n d\mathbf{q}_i \delta\left(\sum_i \omega_i - 2E\right) \delta\left(\sum_i \mathbf{q}_i\right) |\mathbf{J}|^2 \sin^2 \vartheta; \quad (4,7)$$

так как в начальном состоянии имеется только один вектор — направление столкновения, ϑ — угол между линией столкновения и вектором \mathbf{J} . Таким образом, угловое распределение следует только из калибровочной инвариантности и не зависит от свойств вершины $\gamma \rightarrow \pi\pi$. В случае рождения двух пионов имеется единственный вектор $\mathbf{J}(\mathbf{q}^1 = -\mathbf{q}^2)$, и угловое распределение полностью определяется формой $\sin^2 \vartheta$. В случае рождения трех пионов \mathbf{J} должен быть пропорционален аксиальным комбинациям $(\mathbf{q}^1 \times \mathbf{q}^2) = -(\mathbf{q}^1 \times \mathbf{q}^3)$ и т. д.; отсюда следует, что вектор \mathbf{J} нормален плоскости рождения и, следовательно, угловая зависимость сечения от угла между нормалью к плоскости рождения и линией столкновения опять есть $\sin^2 \vartheta$.

В случае рождения двух пионов они рождаются в состоянии с относительным моментом $l = 1$. Сечение процесса

$$\sigma_{2\pi}(\vartheta) = \frac{r_\pi^2}{32\gamma^2} \frac{q^2}{E^3} \sin^2 \vartheta F_\pi^2(4E^2). \quad (4,8)$$

Таким образом, в опытах может быть непосредственно измерен изовекторный электромагнитный формфактор пиона $F_\pi(s)$. Область определения формфактора для различных процессов приведена на рис. 13. В опытах по рождению пары пионов формфактор исследуется во временноподобной области, формфактор в пространственноподобной области может быть, в принципе, измерен в опытах по рассеянию пионов на электронах.

В интервале $s < 16\mu^2$ формфактор $F_\pi(s)$ может быть выражен через фазу $\pi\pi$ -рассеяния в состоянии с изотопическим спином 1 и моментом 1:

$$F_\pi(s) = e^{\frac{s}{\pi} \int_0^\infty ds' \frac{\delta_{11}(s')}{s'(s'-s)}}. \quad (4,9)$$

Первоначально формфактор $F_\pi(s)$ исследовался теоретически, в частности в рамках представления Мандельштама⁸¹⁻⁸³, причем в ряде работ^{57, 58, 77} при некоторых значениях параметров была получена резонансная форма $\pi\pi$ -взаимодействия, что приводит к появлению острых пиков в функции $F_\pi(s)$. Уже первый анализ эксперимента качественно подтвердил^{79, 84-87} резонансный характер $\pi\pi$ -взаимодействия. Такое взаимодействие может быть описано как нестабильный мезон с $T=J=1$ и отрицательной четностью, быстро распадающийся на пару $\pi^+\pi^-$. Открытые в последнее время

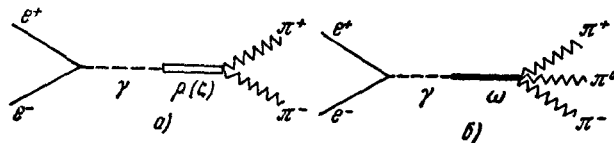


Рис. 14.

ρ -^{102, 103} и ζ ¹⁰⁴-мезоны обладают именно указанными свойствами, и, следовательно, формфактор как функция энергии будет обладать по меньшей мере двумя пиками. Простейшая форма функции $F_\pi(q^2)$ учитывает только отмеченные резонансные взаимодействия (полюсные диаграммы) на рис. 14, а:

$$F_\pi(q^2) \sim \frac{m_\rho^2}{q^2 - m_\rho^2 - im_\rho \Gamma_\rho} + \frac{m_\zeta^2}{q^2 - m_\zeta^2 - im_\zeta \Gamma_\zeta}. \quad (4,10)$$

Следует заметить, что указанные резонансы изучены еще недостаточно полно и опыты на встречных электрон-позитронных пучках, в которых

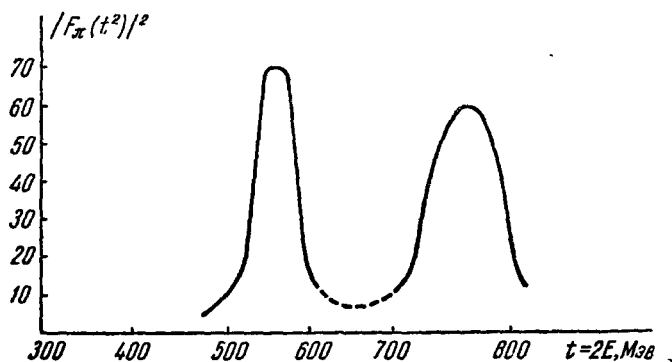


Рис. 15.

может быть получено высокое разрешение по энергии, могли бы дать точную форму пиков, и в частности позволили бы определить, расщепляется ли ρ^0 -мезон на два¹⁰⁵. Естественно, что формула (4,10) неприменима в нерезонансной области. Изучение формфактора в этой области также представляет интерес, так как таким способом могут быть непосредственно определены фазы $\pi\pi$ -рассеяния, что особенно ценно вблизи порога, поскольку абсорбционный разрез начинается прямо на пороге, а область многих частиц расположена довольно далеко.

Для оценки высоты пиков необходимо знать ширины уровней ρ - и ζ -мезонов. Если положить $m_\rho = 750$ Мэв, $\Gamma_\rho \sim 100$ Мэв и $m_\zeta = 575$ Мэв, $\Gamma_\zeta = 70$ Мэв, то высота пика ρ -мезона ~ 60 (по сравнению с $F_\pi = 1$), а высота пика ζ -мезона ~ 70 . Форма зависимости формфактора $|F_\pi(q^2)|$ от передаваемого импульса приведена на рис. 15.

Три пиона (π^+ , π^0 , π^-) рождаются в состояниях $L = l = 1$, $L = l = 3$, $L = l = 5$ и т. д., l — относительный момент положительного и отрицательного пионов, а L — относительный момент π^0 -мезона по отношению к центру тяжести системы π^+ , π^- . Ток перехода (4,6) в этом случае может быть представлен в виде

$$J^v(q^+, q^0, q^-) = \frac{-ie}{\sqrt{8\omega_+\omega_-\omega_0}} \varepsilon^{\nu\alpha\beta\gamma} q_\alpha^+ q_\beta^- q_\gamma^0 H(E, \omega_+, \omega_-). \quad (4,11)$$

Изоскалярный формфактор пиона H является функцией трех переменных (выбраны E , ω_+ , ω_-). Вектор \mathbf{J} имеет вид

$$\mathbf{J} = 2 \frac{eE}{\sqrt{8\omega_+\omega_-\omega_0}} (\mathbf{q}^+ \times \mathbf{q}^-) H_1(E, \omega_+, \omega_-). \quad (4,12)$$

При нашем выборе независимых кинематических параметров сечение может быть представлено в виде

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_+ d\omega_-} = \frac{e^4}{(2\pi)^3} \frac{H^2}{64b^2} |(\mathbf{q}^+ \times \mathbf{q}^-)|^2 \sin^2 \vartheta, \quad (4,13)$$

как уже отмечалось, ϑ — угол между линией столкновения и нормалью к плоскости рождения.

Изоскалярный формфактор пиона H играет важную роль в объяснении изоскалярной части электромагнитных формфакторов нуклонов. Теоретическое исследование его весьма затруднительно.

Однако весьма большую информацию о свойствах формфактора можно получить из факта существования ω - и η -мезонов^{102, 106} (если η -мезон является векторной частицей¹⁰⁶). В самом деле (см. рис. 14, б), виртуальный фотон может переходить в ω - (или η)-мезон, который затем распадается на три пиона.

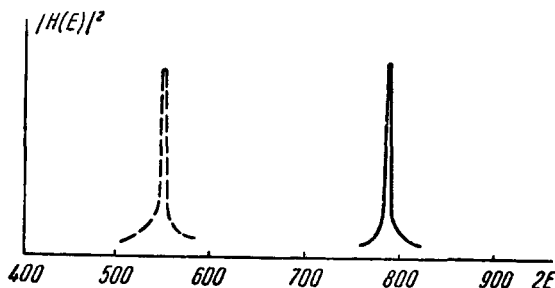


Рис. 16.

Если учитывать только такие полюсные диаграммы, то так же, как и в случае формфактора $F_\pi(q^2)$, мы можем оценить зависимость формфактора $H(E)$ от передаваемого импульса только в резонансной области (рис. 16). Пики в формфакторе $H(E)$ значительно уже, чем в формфакторе $F_\pi(q^2)$, поскольку ширины уровней ω - и η -мезонов существенно меньше, чем ρ - и ζ -мезонов, и составляют по ряду оценок $\sim 0,3 \text{ MeV}^{107}$.

4.3. Процессы с участием π^0 -мезонов. Распад π^0 -мезона на два фотона может быть описан с помощью феноменологического взаимодействия

$$H_{\text{int}} = \frac{1}{\mu} \sqrt{\frac{8\pi}{\mu\tau}} \varphi(x) \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \frac{\partial A^\alpha(x)}{\partial x_\beta} \frac{\partial A^\gamma(x)}{\partial x_\delta}. \quad (4,14)$$

Большой интерес представляют процессы, в которых один из фотонов является виртуальным. В этих процессах может быть исследован электромагнитный формфактор π^0 -мезона. Три процесса, представленные на рис. 17, перекрывают всю область передач импульсов в функции $\Gamma_{\pi^0}(k^2, 0, \mu^2)$. В опытах на встречных пучках может быть исследован процесс $e^+ + e^- \rightarrow \pi^0 + \gamma$ (см. диаграмму на рис. 18), сечение его⁷⁴⁻⁷⁶

$$\sigma_{\pi^0\gamma}(\vartheta) = \frac{e^2}{4\pi\mu^3} \frac{q^2}{b^4} (1 + \cos^2 \vartheta) g^2 (4E^2); \quad (4,15)$$

здесь τ — время жизни π^0 -мезона ($\tau = 2 \cdot 10^{-16}$ сек), μ — его масса, q — импульс, $g(4E^2) = \Gamma_{\pi^0}(4E^2, 0, \mu^2)$. Исследование процесса с рождением (π^0, γ) весьма затруднительно ввиду сложности наблюдения трех фотонов и малости сечения, которое без учета формфактора не превышает 10^{-35} см²; это связано с относительно большим временем жизни π^0 -мезона по сравнению с характерным электромагнитным временем. Однако учет новых резонансов существенно меняет дело: виртуальный фотон может

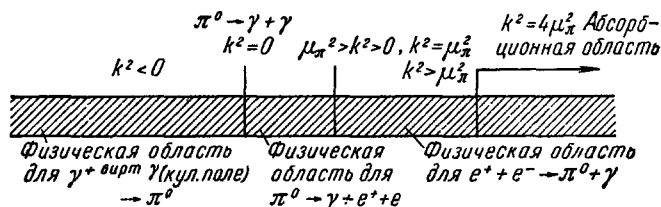


Рис. 17.

перейти в любой из четырех мезонов $\omega, \eta, \rho, \zeta$, и любой из них может распасться на π^0, γ . Более того, по имеющимся данным¹⁰⁶, вероятность распада η -мезона на $\pi^0\gamma$ втрое больше, чем вероятность распада на 3π . Поэтому сечение процесса с рождением $\pi^0\gamma$ становится того же порядка, что и сечение рождения 3π (или 2π) и может в резонансах достигать $10^{-29} \div 10^{-30}$ см². Таким образом, процесс с образованием π^0, γ может быть использован для исследования нестабильных нейтральных мезонов, квантовые числа которых совпадают с квантовыми числами виртуального фотона.

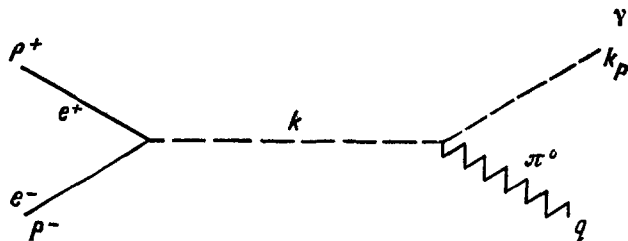


Рис. 18.

4.4. Рождение K -мезонов и барионов в электрон-позитронных столкновениях. Электромагнитный формфактор K -мезонов может быть исследован в реакции $e^+ + e^- \rightarrow K^+ + K^-$; сечение этого процесса дается формулой (4,8), только функция F будет обозначать электромагнитный формфактор K -мезона F_K . Теоретическое исследование формфактора F_K весьма затруднительно, поскольку он, по-видимому, в значительной мере определяется πK -взаимодействием, о котором в настоящее время почти ничего неизвестно. Информацию об этом взаимодействии может дать также процесс $e^+ + e^- \rightarrow 2K + \pi$, в котором будет проявляться K' -резонанс (K' -мезон).

Наряду с заряженными K -мезонами могут рождаться пары нейтральных K -мезонов (в отличие от рождения нейтральных пионов). Поскольку пара (K_0, \bar{K}_0) должна находиться в состоянии с зарядовой четностью $C = -1$, функция конечного состояния должна иметь вид $K_0\bar{K}_0 - \bar{K}_0K_0$; переходя к K_1^0 - и K_2^0 -мезонам, получим $K_1^0K_2^0 - K_2^0K_1^0$. Отсюда ясно, что может рождаться только пара $K_1^0 - \bar{K}_1^0$ или $K_2^0 - \bar{K}_2^0$ -пары.

Сечение образования пары фермионов со спином $1/2$ при аннигиляции электрон-позитронной пары имеет вид

$$\sigma_f(\vartheta) = \frac{r_0^2}{16\gamma^2} \frac{q}{E} \left\{ |F_1(4E^2) + \mu F_2(4E^2)|^2 (1 + \cos^2 \vartheta) + \sin^2 \vartheta \left| \frac{M}{E} F_1(4E^2) + \frac{E}{M} \mu F_2(4E^2) \right|^2 \right\}, \quad (4,16)$$

здесь μ — статический аномальный магнитный момент, F_1 и F_2 — аналитическое продолжение электрического и магнитного формфакторов фермиона в область временноподобных передач импульса. На рис. 19 изображена ситуация для специального случая изовекторной части электромагнитной вершины нуклона. Формфакторы имеют мнимую часть вдоль абсорбционного разреза. Поэтому возникает поляризация фермионов, нормальная к плоскости рождения. Отметим, что в процессе $e + f \rightarrow e + f$ с точностью до радиационных поправок эта поляризация возникнуть не

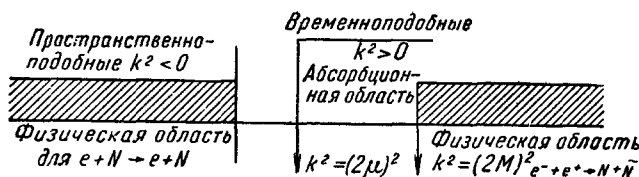


Рис. 19.

может, что следует из инвариантности по отношению к отражению времени. Поляризация фермионов дается формулой

$$P(\vartheta) = -\sin 2\vartheta \frac{q^2}{EM} \operatorname{Im} \{F_1^*(4E^2) \mu F_2(4E^2)\}; \quad (4,17)$$

поляризация антифермиона равна $-P(\vartheta)$, что следует прямо из CPT -теоремы.

Конечная пара частиц рождается в состояниях 3S_1 , 3D_1 , что следует из сохранения четности и того, что полный момент равен 1. Что касается изотопической структуры вершины γff , то она разбивается на изоскалярную и изовекторную части (для Λ - и Σ^0 -гиперонов имеется только изоскалярная часть). Абсорбционный разрез начинается с $4\mu^2$ для изовекторной части и с $9\mu^2$ для изоскалярной части. Исключение составляет вершина $\gamma \Sigma \tilde{\Sigma}$, для которой переход $\Sigma \rightarrow \Lambda + \pi$ приводит к аномальному порогу⁸⁹. Исследование электромагнитных формфакторов нуклонов во временноподобной области представляет весьма большой интерес, поскольку не исключено, что наблюдаемая в настоящее время на опыте сердцевина нуклона связана с сингулярностями при больших положительных k^2 .

Наряду с рождением пары фермион-антифермион может идти реакция $e^+ + e^- \rightarrow \Sigma^0 + \bar{\Lambda}$, $\tilde{\Sigma}^0 + \bar{\Lambda}$. Сечение этого процесса зависит от относительной четности $\Sigma-\Lambda$. Этот эффект может быть исследован прямо по поведению сечения рождения у порога. В самом деле, если относительная четность $\Sigma-\Lambda$ положительна, то конечные частицы будут рождаться в состояниях 3S_1 и 3D_1 ; если же она отрицательна, то конечные состояния будут 1P_1 и 3P_1 . Следовательно, для положительной четности сечение возрастает линейно с конечным импульсом q и изотропно, а для отрицательной четности оно возрастает как q^3 и, вообще говоря, содержит члены типа $\cos^2 \vartheta$.

Если опустить члены с аномальным магнитным моментом, то сечение (4,16) убывает как E^{-2} , члены же с аномальным магнитным моментом умножаются на быстро убывающий формфактор⁶⁰. Вследствие этого сечения образования барионов малы ($\sim 10^{-33}$ см²), и наблюдение соответствующих процессов является весьма сложной задачей.

4.5. Обнаружение существования новых частиц. Как мы уже отмечали, опыты на встречных пучках могут быть использованы для обнаружения пар частица-античастица как заряженных, так и нейтральных.

Мы уже приводили сечения рождения частиц со спином 0 (4,8) и со спином 1/2 (4,16). Сечение образования частицы со спином 1 (векторный бозон с аномальным магнитным моментом μ_B) есть¹⁰⁸

$$\sigma_B(\vartheta) = \frac{r_0^2}{32\gamma^2} \frac{q^3}{E^3} \left\{ 2(1 + \mu_B)^2 \left(\frac{E}{m_B} \right)^2 (1 + \cos^2 \vartheta) + \right. \\ \left. + \left[2 + \left(\frac{E}{m_B} \right)^4 \left(\frac{m_B^2}{E^2} + 2\mu_B \right)^2 \right] \sin^2 \vartheta \right\}. \quad (4,18)$$

Поиск промежуточного векторного бозона слабых взаимодействий представляет большой интерес. Отметим, что такой бозон может иметь собственный квадрупольный момент и, вообще говоря, характеризуется тремя формфакторами¹⁰⁸.

Даже если исключить члены с аномальным магнитным моментом и квадрупольным моментом, которые возрастают как E^2 , то сечение образования векторного бозона не убывает с энергией. Это связано с неперенормируемым характером взаимодействия. Поскольку с точностью до радиационных поправок момент конечного состояния равен 1, в этом приближении вклад дают только низшие волны и из соображений унитарности сечение не может быть больше $\frac{3}{4} \pi \lambda^2$. Поэтому, начиная с некоторых

энергий, сечение должно убывать, что может быть обеспечено формфакторами. Если формула (4,18) имеет некоторую область применимости (область, где формфакторы несутривальны), то сечение образования векторного бозона может стать больше других сечений. Вследствие малого времени жизни ($\sim 10^{-17}$ сек) векторный мезон может быть обнаружен только по продуктам распада.

Опыты на встречных пучках очень удобны для выделения нейтральных (связанных) резонансных состояний (или нестабильных мезонов). Мы уже видели это на примере резонансов в формфакторах и бимюония. Проведем общее рассмотрение вопроса. Пусть при аннигиляции электрон-позитронной пары образуется резонансное состояние с массой M , спином J , распадающееся с относительной вероятностью Γ_i при полной ширине уровня Γ . Следует рассмотреть случаи разного соотношения между шириной уровня Γ и разрешением по энергии ΔE : 1) узкий резонанс, $\Delta E > \Gamma$; 2) широкий резонанс, $\Delta E < \Gamma$; 3) промежуточный случай, $\Delta E \sim \Gamma$. Резонансный вклад в процесс $e^+ + e^- \rightarrow$ конечное состояние, усредненный по интервалу ΔE , будет: для случая 1) $\sigma_{\text{ср}}^I = 2\pi\lambda^2 \left(\frac{\pi}{4} \right) (2J+1) \Gamma_i \Gamma_i \frac{\Gamma}{2\Delta E}$; для случая 2) $\sigma_{\text{ср}}^{II} = \pi\lambda^2 (2J+1) \Gamma_i \Gamma_i$; для случая 3) можно пользоваться любой из формул. Наиболее просто наблюдать резонансное состояние с $J = 1$, $C = -1$, что мы видели выше. Вклады резонансов с другими квантовыми числами будут содержать лишнюю малость по e^2 (так как при этом должны участвовать по крайней мере две фотонные линии), так для $J = 1$, $C = 1$ $\Gamma_i \sim e^8$ и т. д.

V. ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ОПЫТАХ НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

Характерной особенностью теории локальных слабых взаимодействий является квадратичный рост сечений с энергией. Поэтому сечения, очень малые при низких энергиях, могут сравняться с сечениями электромагнитных и сильных взаимодействий при высоких энергиях. Однако из общих положений современной теории^{91, 109} следует, что сечение любого процесса при больших энергиях не должно возрастать быстрее, чем $\ln^2 E$. Очень важно установить, где прекращается рост сечений слабых взаимодействий с энергией. При этих энергиях в игру вступают факторы, изучение которых представляет большой интерес, поскольку в частности это может быть проявлением фундаментальной длины.

С помощью техники встречных пучков могут быть достигнуты такие энергии, при которых, по крайней мере в принципе, можно вести исследование слабых взаимодействий при больших энергиях.

Как известно, все имеющиеся экспериментальные данные хорошо описываются $V - A$ -схемой слабых взаимодействий⁹². В этой схеме оставлены только заряженные токи, которые описывают рассеяние заряженных частиц на нейтральных. Однако в эту схему можно включить и нейтральные токи, описывающие рассеяние одинаково заряженных частиц. Получающаяся схема весьма симметрична и проста, она также хорошо согласуется со всеми имеющимися экспериментальными данными^{93, 94}. Мы рассмотрим в рамках схемы с нейтральными токами процессы, которые можно исследовать на встречных пучках⁹⁴.

Мы рассмотрим влияние слабых взаимодействий на процессы рассеяния $e + e \rightarrow e + e$ и аннигиляции $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, $e^+ + e^- \rightarrow N + \bar{N}$.

Полное сечение каждого из этих процессов можно представить в виде

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_{\text{и}} + \sigma_c, \quad (5,1)$$

где σ_e — сечение электромагнитного взаимодействия, σ_c — сечение слабого взаимодействия, $\sigma_{\text{и}}$ — интерференционный член электромагнитного и слабого взаимодействий. Все сечения приводятся в с. п. и.

Для ультрарелятивистских электронов сечение слабого рассеяния электрона на электроне

$$\sigma_c = r_0^2 \left(\frac{Gm^2}{e^2} \right)^2 \left(\frac{E}{m} \right)^2 (5 + \cos^2 \vartheta), \quad (5,2)$$

а интерференционный член имеет вид

$$\sigma_{\text{и}} = \frac{r_0^2}{\sqrt{2}} \frac{Gm^2}{e^2} \frac{5 + 3 \cos^2 \vartheta}{\sin^2 \vartheta}; \quad (5,3)$$

здесь G — константа слабого взаимодействия $G = 10^{-5} M^{-2}$, M — масса нуклона. Для сечения слабой аннигиляции $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ получаем

$$\sigma_c = 2r_0^2 \left(\frac{Gm^2}{e^2} \right)^2 \left(\frac{E}{m} \right)^2 \cos^4 \frac{\vartheta}{2}, \quad (5,4)$$

$$\sigma_{\text{и}} = \frac{1}{\sqrt{2}} r_0^2 \frac{Gm^2}{e^2} \cos^4 \frac{\vartheta}{2}, \quad (5,5)$$

Сравнивая зависимость от энергии различных сечений, видим, что с ростом энергии электромагнитное сечение убывает как E^{-2} , интерференционный член не зависит от энергии, а сечение слабого взаимодействия растет, что отмечалось выше, как E^2 . Отсюда следует, что в локальной

теории сечение рассеяния электрона на электроны имеет минимум при энергии в несколько десятков $B\bar{e}v$, при этом абсолютная величина сечений очень мала ($\sim 10^{-34} \text{ см}^2$). Если же взаимодействия «размазаны», то указанного минимума может и не быть, а абсолютные величины сечений будут еще меньше. При достижимых в настоящее время энергиях вклад слабых взаимодействий весьма мал, так при энергии 3 $B\bar{e}v$ вклад слабых взаимодействий в сечение рассеяния электрона на электроны не превышает 0,2%.

Отметим, что если слабое взаимодействие осуществляется через промежуточный бозон, то это приведет к существенному искажению приведенных выше угловых сечений для энергий больше массы бозона. Кроме того, если из интерференционного члена будет следовать, что константа G отрицательна, это означает, что промежуточный бозон не существует.

Для рассмотрения слабой аннигиляции электрон-позитронной пары в пару нуклон-антинуклон необходимо учесть сильные взаимодействия, что делается с помощью формфакторов. Сечение процесса имеет вид

$$\sigma_c(\vartheta) = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{Gm^2}{e^2} \right)^2 \left(\frac{E}{m} \right)^2 v \left\{ (F_1^2 + g_1^2) (1 + v^2 \cos^2 \vartheta) + \frac{M^2}{E^2} (F_1^2 - g_1^2) + \right. \\ \left. + 4\mu F_1 F_2 + \mu^2 F_2^2 \left[\left(\frac{E}{M} \right)^2 (1 - v^2 \cos^2 \vartheta) + 1 \right] + 4g_1 (F_1 + \mu F_2) v \cos \vartheta \right\}, \quad (5,6)$$

$$\sigma_n(\vartheta) = \frac{1}{2\sqrt{2}} r_0^2 \frac{Gm^2}{e^2} v \left\{ F_1 F_1^N \left(1 + v^2 \cos^2 \vartheta + \left(\frac{M}{E} \right)^2 \right) + 2(\mu^N F_2^N F_1 + \right. \\ \left. + \mu F_2 F_1^N) + \mu \mu^N F_2 F_2^N \left[\frac{E^2}{M^2} (1 - v^2 \cos^2 \vartheta) + 1 \right] + 2g_1 (F_1^N + \mu^N F_2^N) v \cos \vartheta \right\}; \quad (5,7)$$

здесь F_1^N и F_2^N — электромагнитные формфакторы нуклона, F_1 и F_2 — изовекторные части соответствующих нуклонных формфакторов, μ^N — аномальный магнитный момент нуклона, $\mu = \mu^p - \mu^n$, g_1 — аксиальный формфактор, v — скорость образующегося нуклона. Вблизи порога σ_n составляет 0,1% σ_c .

Наряду с рассмотренными явлениями несохранение четности в слабых взаимодействиях будет приводить к характерным поляризационным явлениям. Величина продольной поляризации родившихся мюонов для процесса $e^- + e^+ \rightarrow \mu^- + \mu^+$ дается формулой

$$P^\pm = \pm \varepsilon (1 + \varepsilon) \frac{(1 + \cos \vartheta)^2}{1 + \cos^2 \vartheta + \varepsilon (1 + \varepsilon) (1 + \cos^2 \vartheta)}, \quad (5,8)$$

здесь $\varepsilon \approx 6,2 \cdot 10^{-4} \left(\frac{E}{M} \right)^2$.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. O'Neil, Phys. Rev. **102**, 590 (1956).
2. В. А. Петухов, ЖЭТФ **32**, 379 (1957).
3. В. Пановский, Доклад на IX Международной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1959.
4. W. Barber, B. Richter, W. Panofsky, G. O'Neil, B. Gittelman, An Experiment on the Limits of Quantum Electrodynamics, Stanford, California, 1959.
5. С. А. Хейфец, Приборы и техн. эксп., № 6, 14 (1960).
6. С. А. Хейфец, Приборы и техн. эксп., № 6, 18 (1960).
7. Engineer **210**, № 5461, 519 (1960).
8. В. С. Сынах, ЖЭТФ **40**, 194 (1961).
9. Data Sheets International Conference on High Energy Accelerator and Instrumentation at CERN, 1959.
10. А. И. Ахизер, ~~В. Б. Берестецкий~~, Квантовая электродинамика, 2-е изд., М., Физматгиз, 1960.

11. J. Jauch, F. Rohrlich, *The Theory of Photons and Electrons*, Cambr. Mass., 1955.
12. M. Readhead, *Pros. Roy. Soc. A* **220**, 219 (1953).
13. Р. Половин, *ЖЭТФ*, **31**, 449 (1956).
14. K. Hida, T. Murota, M. Goto, M. Sasamura, *Prog. Theor. Phys.*, **24**, 223 (1960).
15. H. Suura, *Prog. Theor. Phys.* **24**, 225 (1960).
16. S. Tsei, *Phys. Rev.* **120**, 269 (1960).
17. S. Tsei, *Nuovo cimento* **16**, 370 (1960).
18. G. Rurlan, G. Peressutti, *Nuovo cimento* **15**, 817 (1960).
19. G. Furlan, G. Peressutti, *Nuovo cimento*, **19**, 830 (1961).
20. А. А. Абрикосов, *ЖЭТФ* **30**, 96 (1956).
21. Г. Н. Гарибян, Диссертация (Москва — Ереван, 1951).
22. В. Н. Байер, С. А. Хейфец, *Nucl. phys* (1963) (в печати).
23. А. А. Абрикосов, Докторская диссертация (Москва, 1955).
24. В. В. Судаков, Кандидатская диссертация (Москва, 1954).
25. В. В. Судаков, *ЖЭТФ* **30**, 87 (1956).
26. J. Schwinger, *Pros. Nat. Acad. of Sci. USA* **37**, 452 (1951).
27. J. Schwinger, *Pros. Nat. Acad. of Sci. USA* **37**, 455 (1951).
28. Б. Л. Иоффе, *ДАН СССР* **95**, 761 (1954).
29. А. Д. Галинин, Б. Л. Иоффе, И. Я. Померанчук, *ДАН СССР* **98**, 361 (1954).
30. Е. С. Фрадкин, *ДАН СССР* **98**, 47 (1954).
31. И. М. Гельфанд, Р. Минлос, *ДАН СССР* **97**, 209 (1954).
32. Edwards, R. Peierls, *Pros. Roy. Soc. A* **224**, 24 (1954).
33. И. М. Гельфанд, Н. Н. Ченцев, *ЖЭТФ* **31**, 1106 (1956).
34. В. З. Бланк, *ДАН СССР* **107**, 383 (1956).
35. В. З. Бланк, Кандидатская диссертация (Москва, 1957).
36. Н. Н. Боголюбов и Д. В. Ширков, Введение в теорию квантованных полей, М., Гостехиздат, 1957.
37. Н. Н. Боголюбов, Д. В. Ширков, *ДАН СССР* **103**, 203 (1955).
38. Н. Н. Боголюбов, Д. В. Ширков, *ДАН СССР* **103**, 391 (1955).
39. Н. Н. Боголюбов, Д. В. Ширков, *ЖЭТФ* **30**, 77 (1956).
40. Н. Н. Боголюбов, Д. В. Ширков, *Nuovo cimento* **3**, 845 (1956).
41. Д. В. Ширков, *ДАН СССР* **105**, 972 (1955).
42. Л. Д. Ландау, А. А. Абрикосов, И. М. Халатников, *ДАН СССР* **95**, 497 (1954).
43. Л. Д. Ландау, А. А. Абрикосов, И. М. Халатников, *ДАН СССР* **95**, 773 (1954).
44. Л. Д. Ландау, А. А. Абрикосов, И. М. Халатников, *ДАН СССР* **95**, 1177 (1954).
45. Л. Д. Ландау, А. А. Абрикосов, И. М. Халатников, *ДАН СССР* **96**, 261 (1954).
46. А. А. Абрикосов, *ЖЭТФ* **30**, 386 (1956).
47. А. А. Абрикосов, *ЖЭТФ* **30**, 544 (1956).
48. В. Н. Байер, С. А. Хейфец, *ЖЭТФ* **40**, 613 (1961).
49. В. Н. Байер, Кандидатская диссертация (Москва, 1960).
50. L. Brown, R. Feysman, *Phys. Rev.* **85**, 231 (1952).
51. В. З. Бланк, *ЖЭТФ* **32**, 932 (1957).
52. K. Eriksson, A. Peterman, *Phys. Rev. Letts.* **5**, 444 (1960).
53. K. Eriksson, *Nuovo cimento* **19**, 1044 (1961).
54. L. Brown, F. Calogero, *Phys. Rev.* **120**, 653 (1960).
55. G. Källen, *Handb. d. Phys. Bd. 5*, 1958, Abt. 1.
56. G. Chew, R. Karplus, S. Gasorowics, F. Zachariasen, *Phys. Rev.* **110**, 265 (1958).
57. W. Frazer, J. Fulko, *Phys. Rev. Letts.* **2**, 365 (1959).
58. W. Frazer, J. Fulko, *Phys. Rev.* **117**, 1609 (1960).
59. R. Hofstadter, *Revs. Mod. Phys.* **28**, 214 (1956).
60. R. Hofstadter, R. Herman, *Phys. Rev. Letts.* **6**, 293 (1961).
61. В. Н. Байер, *ЖЭТФ* **37**, 1490 (1959).
62. S. Drell, *Ann. Phys.* **4**, 75 (1958).
63. В. В. Берестецкий, О. Крохин, А. Хлебников, *ЖЭТФ* **30**, 788 (1956).
64. G. Charpar et al., *Phys. Rev. Letts.* **6**, 128 (1961).
65. H. Fried, D. Yennie, *Phys. Rev.* **112**, 1391 (1958).
66. A. Zemach, *Phys. Rev.* **104**, 1771 (1956).
67. J. Bjorken, S. Drell, S. Frautschi, *Phys. Rev.* **112**, 1409 (1958).
68. И. Златев, П. Исаев, *ЖЭТФ* **37**, 728 (1959).
69. B. Richter, *Phys. Rev. Letts.* **1**, 114 (1958).

70. В. Г. Кадышевский, ДАН СССР **136**, 70 (1961).
 71. В. Н. Байер, С. А. Хейфец, ЖЭТФ **40**, 715 (1961).
 72. А. Д. Сахаров, ЖЭТФ **18**, 646 (1948).
 73. В. Н. Байер, В. С. Сынах, ЖЭТФ **41**, 1576 (1961).
 74. В. Н. Байер, В. В. Соколов, ЖЭТФ **40**, 1233 (1961).
 75. G. Furlan, Nuovo cimento **19**, 840 (1961).
 76. N. Cabibbo, R. Gatto, Nuovo cimento **20**, 185 (1961).
 77. J. Bowcock, W. Gottingham, D. Lurie, Phys. Rev. Letts. **5**, 386 (1960).
 78. H. Wong, Phys. Rev. Letts. **5**, 70 (1960).
 79. J. Anderson et al., Phys. Rev. Letts. **6**, 365 (1961).
 80. N. Cabibbo, R. Gatto, Phys. Rev. Letts. **4**, 313 (1960).
 81. S. Mandelstam, Phys. Rev. **112**, 1344 (1958).
 82. M. Cini, S. Fubini, Ann. Phys. **3**, 352 (1960).
 83. G. Chew, S. Mandelstam, Phys. Rev. **119**, 467 (1960).
 84. I. Derado, Nuovo cimento **15**, 853 (1960).
 85. F. Salleri, Nuovo cimento **16**, 775 (1960).
 86. P. Carruthers, H. Bethe, Phys. Rev. Letts. **5**, 161, (1960).
 87. E. Pickup et al., Phys. Rev. Letts. **6**, 161 (1961).
 88. Л. Африкян, Г. Гарибян, ЖЭТФ **33**, 425 (1957).
 89. R. Carplus, C. Sommerfeld, E. Wichman, Phys. Rev. **111**, 1187 (1959).
 90. Y. Nambu, Phys. Rev. **106**, 1366 (1957).
 91. В. Б. Берестецкий, И. Я. Померанчук, Nucl. Phys. **22**, 629 (1961).
 92. R. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1958).
 93. S. Bludman, Nuovo cimento **9**, 433 (1958).
 94. В. Н. Байер, И. Б. Хриплович, ЖЭТФ **39**, 1374 (1960).
 95. C. Bernardini et al., Nuovo cimento **23**, 202 (1962).
 96. B. Touschek, International Conference on Theoretical Aspects of Very High Energy Phenomena, CERN, 1961.
 97. С. А. Хейфец, Лекция в школе физики в Нор-Амберде, Труды 2-й сессии школы физики в Нор-Амберде, Ереван, 1962.
 98. В. Н. Байер, С. А. Хейфец, Доклад на III Ужгородской конференции. Тезисы докладов III Всесоюзной Ужгородской конференции, Ужгород, 1961.
 99. I. Harris, L. Brown, Phys. Rev. **105**, 1656 (1957).
 100. G. Andreassi, P. Budini, G. Furlan, Phys. Rev. Letts. **8**, 184 (1962).
 101. A. Layzer, J. Math, Phys. **2**, 308 (1961).
 102. B. Maglic, et al., Phys. Rev. Letts. **7**, 178 (1961).
 103. D. Stonehill et al., Phys. Rev. Letts. **6**, 624 (1961).
 104. R. Barloutaud et al., Phys. Rev. Letts. **8**, 32 (1962).
 105. S. Fubini, Phys. Rev. Letts. **7**, 466 (1961).
 106. P. Bastiene et al., Phys. Rev. Letts. **8**, 114 (1962).
 107. M. Gell-Mann, D. Sharp, W. Wagner, Phys. Rev. Letts. **8**, 261 (1962).
 108. N. Cabibbo, R. Gatto, Phys. Rev. **124**, 1577 (1961).
 109. В. Н. Грибов, И. Я. Померанчук, ЖЭТФ **42**, 1141 (1962).
-