

ՍՍՏՄ ՄԻՆԻՍՏՐՆԵՐԻ ՍՈՎԵՏԻ ԱՏՈՄԱՅԻՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՕԳՏԱԳՈՐԾՄԱՆ
ՊԵՏԱԿԱՆ ԿՈՄԻՏԵ
ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ

ՏԱՐՐԱԿԱՆ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ՀԱՐՑԵՐԸ

Դասախոսություններ կարդացված տեսական և էքսպերիմենտալ
ֆիզիկայի գաբուանային դպրոցի երկրորդ սեսիայում
Նոր-Համբերդ, 27 մարտի—6 ապրիլի, 1962 թ.

ՍՍՏՄ ԳԱ քրթակից անդամ Ա. Ի. Ալիևանցուի ընդհանուր խմբագրությամբ

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՐ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐՈՒ ՄԱՊԿԵՄԻԱՅԻ ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆ
1962

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СОВЕТА МИНИСТРОВ СССР
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ВОПРОСЫ ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Лекции, прочитанные на второй сессии весенней
школы теоретической и экспериментальной физики
Нор-Амберд, 27 марта—6 апреля 1962 года

Под общей редакцией чл.-корр. АН СССР А. И. АЛИХАНИЯ

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
ЕРЕВАН
1962

Таким образом, фаза формфактора совпадает с фазой рассеяния π -мезонов. Знание $|F|$ и позволяет, следовательно, найти $\text{Im} F$. Совокупность таких данных позволила бы проверить высказывавшиеся гипотезы о том, что поведение формфактора определяется в основном резонансным рассеянием π -мезонов или наличием ρ -мезона.

Исследование мезонного формфактора имеет существенное значение и для электромагнитного формфактора нуклона.

Сравнения с непосредственными измерениями типа [опытов Хофстадтера позволяют выяснить, какова относительная роль двухмезонных и многомезонных структур (или структур, отвечающих нуклонным парам) в формировании распределения заряда и магнитного момента нуклона.

В. Н. БАЙЕР

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ОПЫТАХ НА ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКАХ

Опыты по рождению элементарных частиц при аннигиляции электрон-позитронной пары являются уникальными по количеству информации о взаимодействии между элементарными частицами. Сечения соответствующих процессов того же порядка по e^2 , что и сечение упругого рассеяния (речь идет о рождении заряженных частицы-античастицы), 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 детально некоторые из этих опытов.

1. Проверка того, существуют ли пары заряженных частиц (помимо открытых до настоящего времени) независимо от свойств этих частиц по 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 более короткого времени жизни будут наблюдаться продукты их распада.

2. Проверка существования сильновзаимодействующих частиц, независимо от их времени жизни, по аномалиям в сечениях других процессов и пороговым эффектам.

3. Процесс $e^+ + e^- \rightarrow \pi^0 + \gamma$; исследование электромагнитного формфактора π^0 -мезона, исследование ω , η и ρ , ζ -мезонов, дающих пики в сечении указанного процесса. Порог реакции—70 Мэв.

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

5. Процесс $e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$; исследование формфактора пиона для временно-подобных передач импульса, исследование $\pi\pi$ -взаимодействия, исследование ρ и ζ - мезонов. Порог—140 Мэв.

6. Процесс $e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$, исследование изоскалярного формфактора пиона, изучение $\pi\pi$ -взаимодействия в других (по срав-

нению с процессом 5 состояниях по изотопическому спину и моменту, исследование ω - и η -мезонов.

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 временно-подобных аргументов (в отличие от опытов Хофштадтера, где исследовалась область пространственно-подобных передач импульса). Порог—940 Мэв.

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

11. Процессы с рождением $X\bar{X}\pi$ 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 опыты 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 эксперименты в известной степени аналогичны опытам с электрон-позитронной аннигиляцией. В остальных опытах необходимо отделять сильное взаимодействие продуктов реакции в конечном состоянии, что удается сделать весьма грубо и далеко не однозначно. 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 в том, что измерения можно произвести во всем спектре энергий, в отличие от опытов с нуклон-антинуклонной аннигиляцией, где имеется порог около 2 Бэв, и поэтому значительная и весьма интересная область становится нефизической.

1. Рождение пары мюонов

В предыдущей лекции мы видели, что с большой степенью точности мюоны взаимодействуют только электромагнитно. Сечение рождения пары мюонов при аннигиляции электрон-позитронной пары во втором порядке теории возмущений (рис. 1) имеет вид:

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

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

Радиационные поправки к этой формуле могут быть вычислены стандартным способом. Мы на этом здесь не будем останавливаться. Обратим внимание на интересный эффект изменения сечения на пороге, возникающий при вычислении радиационных поправок в дважды логарифмическом приближении (см. предыдущую лекцию). Фактически у порога могут излучаться только мягкие кванты и основную роль играют дважды логарифмические члены.

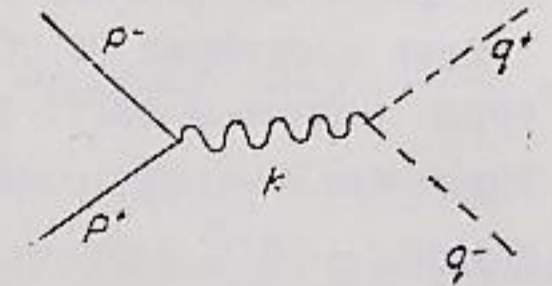


Рис. 1.

Вследствие скачка массы полная энергия, уносимая фотонами, не может превышать $\Delta E \ll E - \mu$, причем в случае произвольного излучения (детектор регистрирует все мюоны, независимо от потери ими энергии) $\Delta E = E - \mu$. Этот случай именно из-за скачка массы принципиально отличается от процессов рассеяния и аннигиляции в фотонах, где в случае произвольного излучения $\Delta E = E$ и уменьшение сечения основного процесса, без излучения дополнительных квантов, вызванное учетом радиационных поправок, полностью компенсируется увеличением сечений с множественным дополнительным излучением фотонов. В данном случае такой компенсации не происходит и при произвольном излучении

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

Здесь $\varphi(E^2)$ —формфактор мюона, равный, как отмечалось на основании современных данных, единице, μ —масса мюона. У порога, где этот эффект существенен, получаем (мюоны нерелятивистские)

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

Множитель $|\psi(0)|^2$ учитывает кулоновское взаимодействие конечных мюонов, существенное также вблизи порога

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

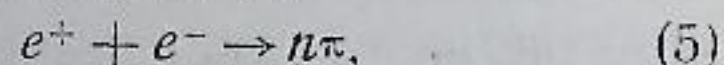
Оба указанных эффекта меняют зависимость сечения процесса от импульса вылетающих частиц. В области, где кулоновское взаимодействие несущественно $\left(\frac{2\pi e^2}{v} \ll 1 \right)$, вместо $\sigma \sim q$ имеем $\sigma \sim q^{1.1}$.

Кулоновское взаимодействие между образующимися мюонами может привести к образованию связанного состояния положительного и отрицательного мюонов-бимюония. 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 по отношению к этому распаду $\sim 2 \cdot 10^{-12}$ сек). Исследование бимюония представляет интерес для изучения свойств мюонов. Кроме того, рассеяние электрона на позитроне и аннигиляция электрон-позитронной пары в фотоны могут идти через промежуточное связанное состояние. При этом в сечении возникает весьма узкий ($\sim 10^{-3}$ эв) и очень высокий ($\sim 10^{-25}$ см²) пик. Заметим, что сечение без учета этого эффекта $\sim 10^{-31}$ см². Вследствие разброса энергии во встречных пучках этот эффект смазывается, тем не менее при определенных условиях он может наблюдаться.

2. Рождение пионов в электрон-позитронных столкновениях*

Исключительный интерес представляет исследование $\pi\pi$ -взаимодействия, как одного из фундаментальных взаимодействий. Это взаимодействие дает вклад в сечения большого числа процессов с участием пионов и барионов. Сведения об этом взаимодействии получаются в настоящее время из анализа реакций: 1) $p + \bar{p} \rightarrow n\pi$; 2) $p + \pi \rightarrow 2\pi + N$ 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 (рис. 2)



которая дает сведения о вершине $\gamma \rightarrow n\pi$ и, следовательно, об электромагнитном формфакторе пиона, который может быть

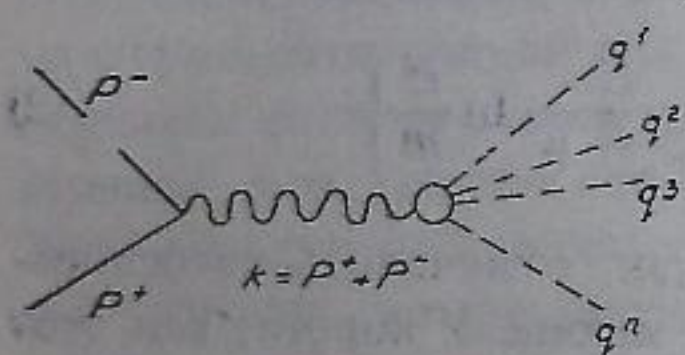


Рис. 2.

связан с фазами $\pi\pi$ -рассеяния (см. лекцию Берестецкого); кроме того, электромагнитный формфактор пиона сам по себе является фундаментальной величиной и входит в сечения ряда процессов.

Мы рассмотрим реакцию (5) в низшем приближении теории возмущений по электродинамике. В этом приближении конечное состояние должно иметь (это подробно рассмотрено в лекции Берестецкого) отрицательную четность, отрицательную зарядовую четность, полный момент, равный 1, и полный изотопический спин 1 для n -четных и 0 для n -нечетных. Отсюда видно, что в этом приближении, в частности, запрещен процесс, в котором все конечные частицы π^0 -мезоны.

* Эта задача впервые была решена в работе Л. М. Африкяна и Г. М. Гарибяна „О некоторых электромагнитных эффектах с участием сильновзаимодействующих частиц“. ЖЭТФ, Т 33, 1957, стр. 425.

Нас интересует ток перехода

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

Здесь q^i — импульсы родившихся мезонов. Из закона сохранения тока следует, что $k_\nu J_\nu = 0$; и поскольку в системе центра инерции пространственная часть \vec{k} равна 0, то отсюда следует, что $E J_4 = 0$. Поэтому мы будем рассматривать только пространственную компоненту тока перехода \vec{J} . Так как \vec{J} умножается на полярный вектор, то из закона сохранения четности следует, что \vec{J} есть полярный вектор, составленный из векторов $\vec{q}^1, \vec{q}^2, \dots, \vec{q}^n$, если n — четное, и аксиальный вектор, если n — нечетное. Учитывая это, легко получить выражение для сечения образования n π -мезонов

$$d\sigma = \frac{e^2}{32E^4} \frac{1}{(2\pi)^{3n-5}} \int \prod_{i=1}^n d\vec{q}_i \delta(\Sigma \omega_i - 2E) \delta(\Sigma \vec{q}_i) |\vec{J}|^2 \sin^2\vartheta. \quad (7)$$

Так как в начальном состоянии имеется только один вектор — направление столкновения, то ϑ — угол между линией столкновения и вектором \vec{J} . В случае рождения двух пионов имеется единственный вектор \vec{J} ($\vec{q}^1 = -\vec{q}^2$) и угловое распределение полностью определяется фактором $\sin^2\vartheta$. В случае рождения трех пионов \vec{J} должен быть пропорционален аксиальному вектору $(\vec{p}_1 \times \vec{p}_2) = -(\vec{p}_1 \times \vec{p}_3)$ и т. д.; отсюда следует, что вектор \vec{J} нормален плоскости рождения и, следовательно, угловая зависимость сечения от угла между нормалью к плоскости рождения и линией столкновения опять определяется фактором $\sin^2\vartheta$.

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

$$\sigma_{2\pi}(\vartheta) = \frac{r_0^2}{32\gamma^2} \frac{q^3}{E^3} \sin^2\vartheta |F_\pi(4F^2)|^2. \quad (8)$$

В опытах может быть непосредственно измерен изовекторный электромагнитный формфактор пиона $F(\xi)$. Область определения формфактора для различных процессов приведена на рис. 3. Обычно принято нормировать $F_\pi(0) = 1$. В опытах по рождению пары пионов формфактор исследуется во временно-подобной области, формфактор в пространственно-подобной области может быть в принципе измерен в опытах по рассеянию пионов на электронах.

Формфактор $F_\pi(\xi)$ может быть выражен через фазы $\pi\pi$ -рассеяния в состоянии с изотопическим спином 1 и моментом 1. Первоначально он исследовался теоретиками, которые предложили резонансную форму $\pi\pi$ -взаимодействия. Такое взаимодействие может быть описано как

нестабильный мезон с $I=1$ и отрицательной четностью, быстро распадающийся на пару $\pi^+\pi^-$.

Открытые в последнее время ρ - и ζ -мезоны обладают именно такими свойствами и, следовательно, формфактор, как функция энергии, будет обладать, по крайней мере, двумя пиками. Если бы опыты по рождению пары пионов в электрон-позитронных столкновениях

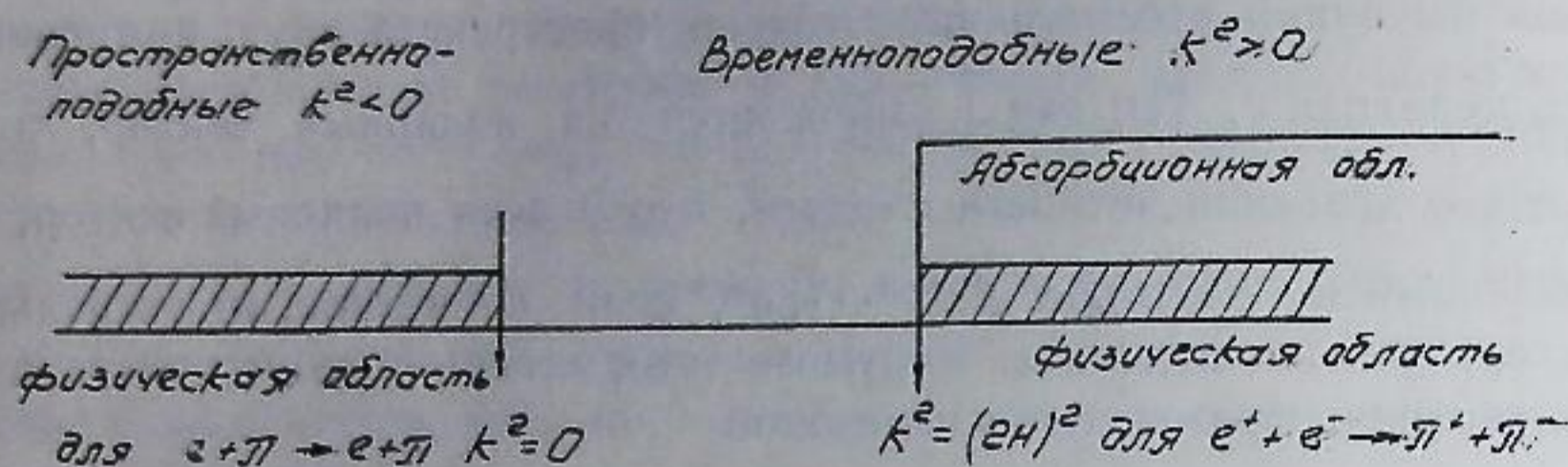


Рис. 3.

могли быть поставлены в настоящее время, то, учитывая высокую разрешающую способность по энергии, которая может быть достигнута в такого рода опытах, можно было снять точную форму пиков, в частности определить, расщепляется ли пик ρ^0 -мезона на два. Изучение формфактора в нерезонансной области также представляет интерес, так как таким образом могут быть непосредственно определены фазы $\pi\pi$ -рассеяния, а также их зависимость от энергии. Это особенно интересно вблизи порога, где несущественно влияние многочастичных состояний. Обстоятельства исключительно благоприятны при исследовании $\pi\pi$ -взаимодействия, так как абсорбционный разрез начинается прямо на пороге, так что многочастичная область расположена довольно далеко.

Вид зависимости формфактора от энергии приведен на рис. 4. Заметим, что высота пиков в максимуме порядка 20—30.

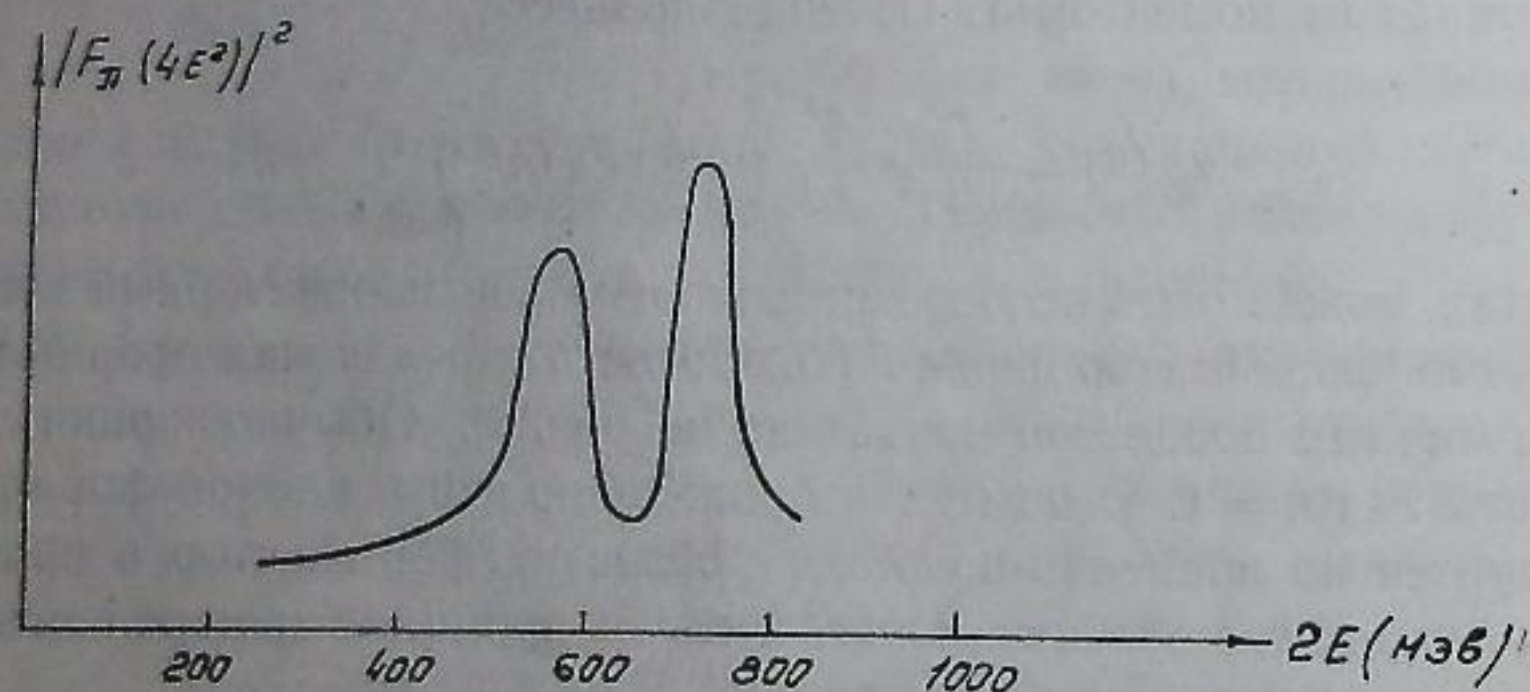


Рис. 4.

Три пиона (π^+ , π^- , π^0) рождаются в состояниях $L=l=1$, $L=l=3$, $L=l=5$ и т. д., где l —относительный момент положительного и отрицательного пионов, а L —относительный момент π^0 -мезона по отношению к центру тяжести системы $\pi^+\pi^-$ (см. лекцию

Берестецкого). Ток перехода (6) в этом случае может быть представлен в виде

$$J^\nu(q^+, q^-, q^0) = \frac{-ie}{\sqrt{8\omega_+\omega_-\omega_0}} \varepsilon^{\nu\alpha\beta\gamma} q_\alpha^+ q_\beta^- q_\gamma^0 H(E, \omega_+, \omega_-). \quad (9)$$

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

$$\vec{J} = 2 \frac{eE}{\sqrt{8\omega_+\omega_-\omega_0}} (\vec{q}^+ \times \vec{q}^-) H(E, \omega_+, \omega_-). \quad (10)$$

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

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega d\omega_+ d\omega_-} = \frac{e^4}{(2\pi)^3} \frac{H^2}{64E^2} |(\vec{q}^+ \times \vec{q}^-)|^2 \sin^2\vartheta, \quad (11)$$

где, 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 и были предприняты лишь качественные попытки. Однако весьма

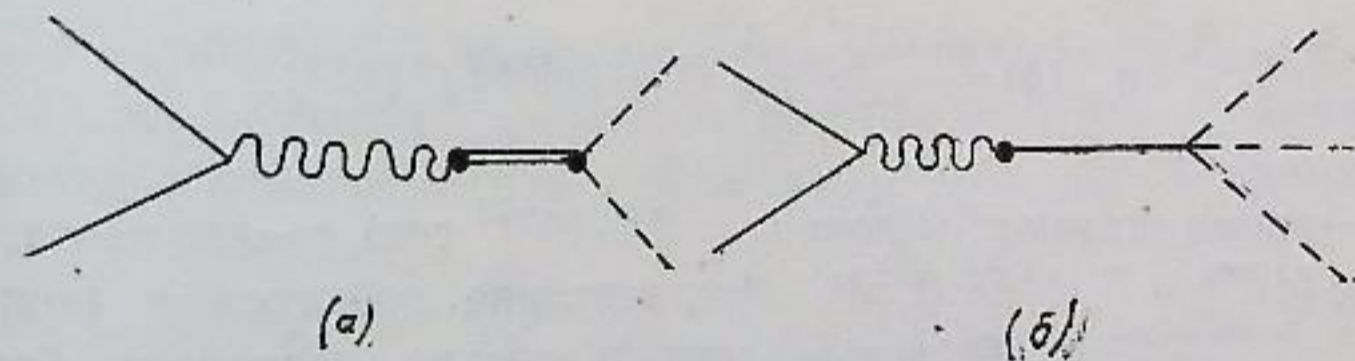


Рис. 5.

большую информацию о свойствах формфактора можно получить из факта существования ω - и η -мезонов. В самом деле (рис. 5, б), виртуальный фотон может переходить в ω (η)-мезон, который затем распадается на три пиона. Зависимость H от энергии приведена на рис. 6.

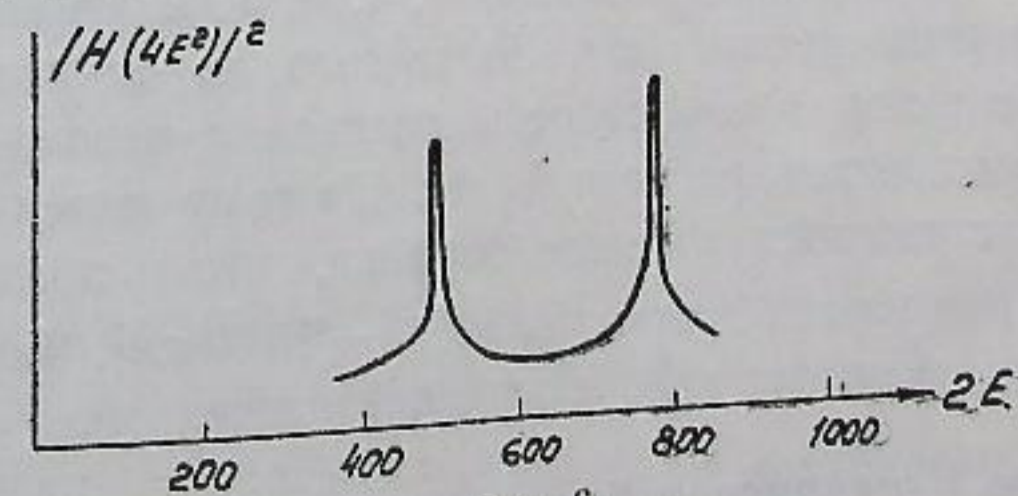


Рис. 6.

Пики в формфакторе H значительно уже, чем в формфакторе $F_\pi(\xi)$, поскольку ширины уровней ω - и η -мезонов значительно уже, чем ρ и ζ -мезонов.

3. Процессы с участием π^0 -мезонов

Распад π^0 -мезона на два фотона может быть описан с помощью феноменологического взаимодействия

$$H_{int} = \frac{1}{\mu} \sqrt{\frac{8\pi}{\mu\tau}} \varphi(x) \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \frac{\partial A^\alpha(x)}{\partial x_\beta} \frac{\partial A^\gamma(x)}{\partial x_\delta} \quad (12)$$

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. 7, перекрывают всю область передач импульсов в функции $\Gamma_\pi(k^2, 0, \mu^2)$. На встречных пучках может быть изучен процесс $e^+ + e^- \rightarrow \pi^0 + \gamma$ (рис. 8); его сечение

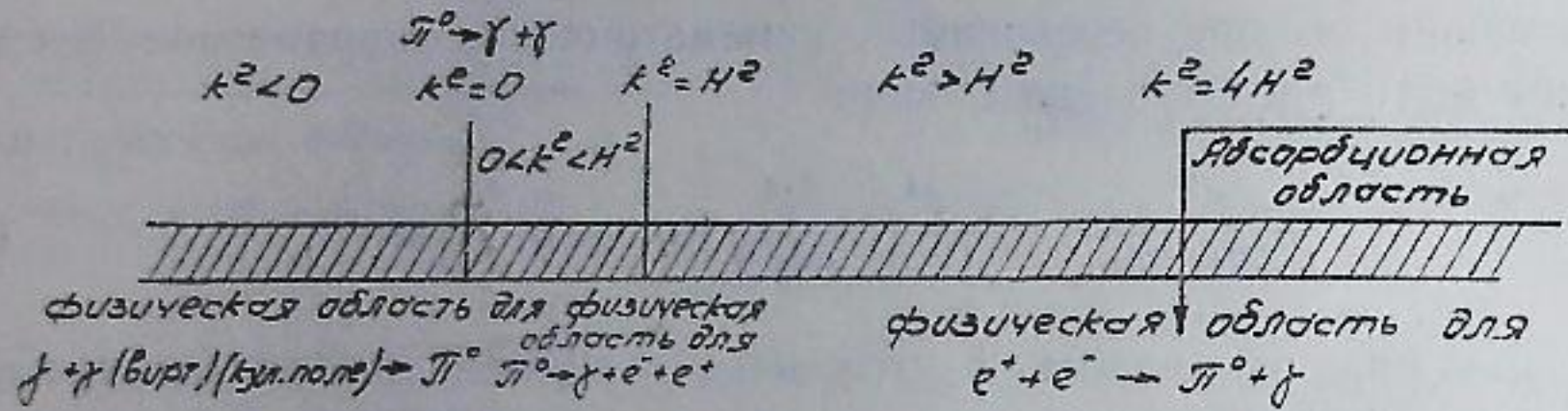


Рис. 7.

Здесь τ —время жизни π^0 -мезона ($\tau = 2,2 \cdot 10^{-16}$ сек), μ —его масса, q —импульс, $g(4E^2) = \Gamma_\pi(4E^2, 0, \mu^2)$. Исследование процесса с рождением $\pi^0\gamma$ весьма затруднительно, поскольку без учета формфактора сечение не превышает 10^{-35} см^2 , что 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 перейти в любой из четырех мезонов $\rho, \zeta, \omega, \eta$, и любой из четырех мезонов может распасться на $\pi^0\gamma$. Более того, по имеющимся данным (см. лекцию Селектора) 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 и может в резонансах достигать $10^{-29} - 10^{-30} \text{ см}^2$. Таким образом, в этом процессе скажутся все четыре резонанса.

4. Рождение К-мезонов и барионов в электрон-позитронных столкновениях

Электромагнитный формфактор К-мезонов может быть исследован в реакции $e^+ + e^- \rightarrow K^+ + K^-$; сечение этого процесса дается

формулой (8), только функция F будет обозначать электромагнитный формфактор К-мезона F_K . Теоретическое исследование формфактора F_K весьма затруднительно, поскольку он в значительной мере, по-видимому, 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 К-мезонами могут рождаться пары нейтральных К-мезонов (в отличие от рождения нейтральных пионов). Поскольку пара (K_0, \bar{K}_0) должна находиться в состоянии с зарядовой четностью -1 , то функция конечного состояния должна иметь вид $K_0\bar{K}_0 - \bar{K}_0 K_0$; переходя к K_1^0 и K_2^0 -мезонам, получим $K_1^0 K_2^0 - K_2^0 K_1^0$. Отсюда ясно, что может рождаться только пара $K_1^0 - K_2^0$, но не $K_1^0 - K_1^0$ или $K_2^0 - K_2^0$ -пары.

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

$$\sigma_f(\vartheta) = \frac{r_0^2}{16\gamma^2} \frac{q}{E} \left\{ |F_1(4E^2) + \mu F_2(4E^2)|^2 (1 + \cos^2\vartheta) + \sin^2\vartheta \left| \frac{M}{E} F_1(4E^2) + \frac{E}{M} \mu F_2(4E^2) \right|^2 \right\} \quad (14)$$

Здесь μ —статический аномальный магнитный момент, F_1 и F_2 аналитическое продолжение электрического и магнитного формфакторов фермиона в область временно-подобных k^2 . На рис. 9 изображена си-

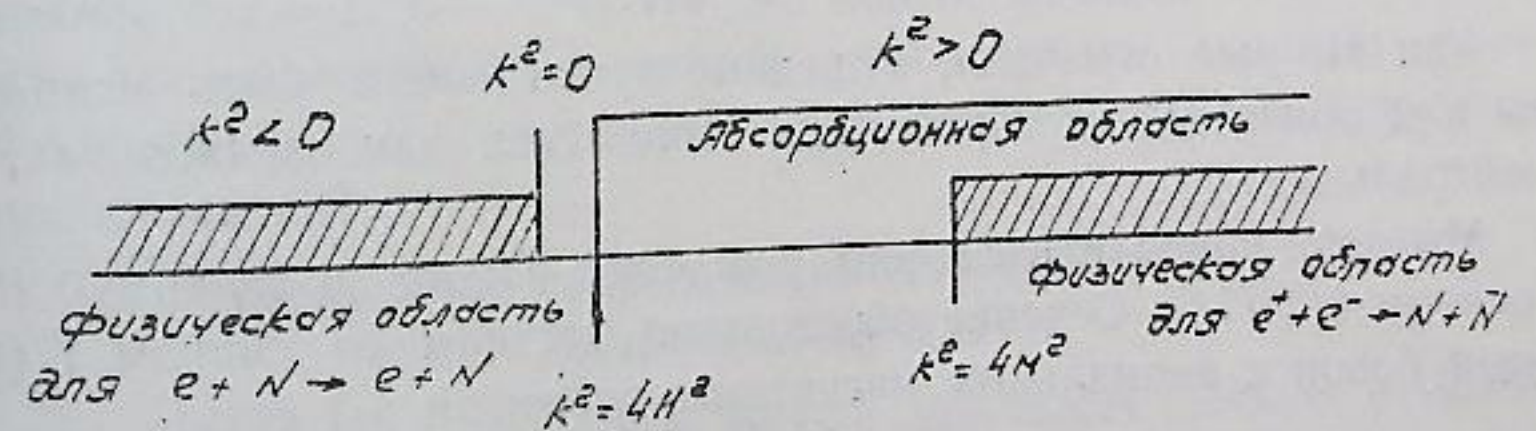


Рис. 9.

туация для специального случая изовекторной части электромагнитных формфакторов 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 такая поляризация возникнуть не может, что следует из инвариантности по отношению к отражению времени. Поляризация фермионов дается формулой

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} p(\vartheta) = -\frac{r_0^2}{16\gamma^2} \frac{q^3}{E^3} \frac{E}{M} \text{Im} [F_1(k^2) \mu F_2^*(k^2)] \cdot \sin^2\vartheta \quad (15)$$

Поляризация антифермиона равна $-p(\vartheta)$, что следует прямо из СРТ-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 $\gamma f \bar{f}$, то она разбивается на изоскалярную и изовекторную части (для Λ и Σ^0 имеется только скалярная часть). Абсорбционный разрез начинается с $4\mu^2$ для изовекторной части и с $9\mu^2$ для изоскалярной части. Исключение составляет вершина $\gamma \Sigma \bar{\Sigma}$, для которой переход $\Sigma \rightarrow \Lambda + \pi$ приводит к аномальному порогу.

Исследование электромагнитных формфакторов нуклонов во временно-подобной 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 фермионантифермион может идти реакция $e^+ + e^- \rightarrow \Sigma^0 + \bar{\Lambda}; \Lambda + \bar{\Sigma}^0$. Сечение для 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 $\Sigma-\Lambda$ -четность 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 p и изотропно, а для отрицательной четности оно возрастает как p^3 и, вообще говоря, содержит члены типа $\cos^2\vartheta$.

5. Обнаружение существования новых частиц

Как мы уже отмечали, встречные пучки могут быть использованы для обнаружения пар частица-античастица как заряженных, так и нейтральных.

Мы уже приводили сечения рождения частиц со спином 0 (8) и со спином 1/2 (14). Сечение образования частицы со спином 1 (векторный бозон с аномальным магнитным моментом μ_B) есть:

$$\sigma_B(\vartheta) = \frac{r_0^2}{32\gamma^2} \frac{q^3}{E^3} \left\{ 2(1 + \mu_B)^2 \left(\frac{E}{m_B} \right)^2 (1 + \cos^2\vartheta) + \left[2 + \left(\frac{E}{m_B} \right)^4 \left(\frac{m_B^2}{E^2} + 2\mu_B \right)^2 \right] \sin^2\vartheta \right\}. \quad (16)$$

Поиски промежуточного векторного бозона слабых взаимодействий представляют большой интерес. Отметим, что такой бозон может иметь собственный квадрупольный момент и, вообще говоря, характеризуется тремя формфакторами.

Даже если исключить в (16) члены с аномальным магнитным моментом и квадрупольным моментом, которые возрастают как E^2 , то сечение образования векторного мезона не убывает с энергией. Это связано с неперенормируемым характером взаимодействия. Из соображений

унитарности сечение не может быть больше, чем $3/4 \pi \lambda^2$. Поэтому, начиная с некоторых энергий, сечение должно убывать, что может быть обеспечено формфакторами. Если формула (16) имеет некоторую область применимости (область, где формфакторы несущественны), то сечение образования векторного бозона может стать больше других сечений. Вследствие малого времени жизни ($\sim 10^{-17}$ сгк) 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 видели это на примерах резонансов в форм-факторах и бимюония. Проведем общее рассмотрение этого вопроса. Рассмотрим диаграмму на рис. 10. При аннигиляции электрон-позитронной пары образуется резонансное состояние с массой M , спином J , распадающееся с относительной вероятностью Γ_f при полной ширине уровня Γ . Следует

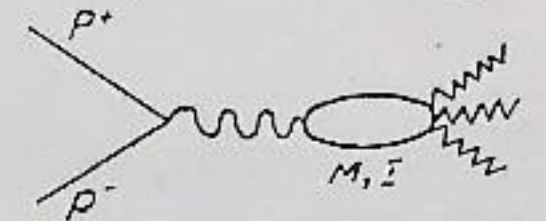


Рис. 10.

рассмотреть случаи разного соотношения между шириной уровня Γ и разрешением по энергии ΔE : 1) узкий резонанс $\Delta E \gg \Gamma$; 2) широкий резонанс $\Delta E \ll \Gamma$; 3) промежуточный случай $\Delta E \sim \Gamma$. Резонансный вклад в процесс $e^+ + e^- \rightarrow$ конечное состояние, усредненный по интервалу ΔE , будет: для случая 1) $\sigma_{\text{ср}}^r = 2\pi\lambda^2 \left(\frac{\pi}{4} \right) (2J+1) \frac{\Gamma_f \Gamma_i}{\Gamma^2} \frac{\Gamma}{2\Delta E}$; для случая 2) $\sigma_{\text{ср}}^r = \pi\lambda^2 (2J+1) \frac{\Gamma_f \Gamma_i}{\Gamma^2}$; для случая 3) можно пользоваться любой из формул. Наиболее просто наблюдать резонансное состояние с $J=1$, $C=-1$, что мы видели в разделах 2, 3. Вклады других резонансных состояний будут содержать лишнюю малость по α (так как при этом должны участвовать по меньшей мере две фотонные линии).

6. Исследование слабых взаимодействий в опытах на встречных пучках

Характерной особенностью теории локальных слабых взаимодействий является квадратичный рост сечений с энергией. Поэтому на первый взгляд может показаться, что сечения, очень малые при низких энергиях, могут сравняться с сечениями электромагнитных и сильных взаимодействий при высоких энергиях. Однако из общих положений современной теории (см. лекцию Грибова) следует, что сечение любого процесса при больших энергиях, по крайней мере, не должно возрастать. Очень важно установить, где прекращается рост сечений с энергией для слабых взаимодействий. При этих энергиях вступают в игру формфакторы, 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 исследования слабых взаимодействий при больших энергиях.

Для иллюстрации мы рассмотрим сечение рассеяния электрона на электроне, если включить слабые взаимодействия. Мы примем схему слабых взаимодействий с нейтральными токами (см. лекцию Понтекорво); в этой схеме рассеяние электрона на электроне проходит в первом порядке по константе связи слабых взаимодействий G . Если пользоваться схемой слабых взаимодействий с заряженными токами, то такое рассеяние будет идти только во втором порядке по G . В этом смысле мы получим верхний предел сечений за счет слабых взаимодействий.

Полное сечение процесса можно представить в виде

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_u + \sigma_c, \quad (17)$$

где σ_s — сечение электромагнитного взаимодействия, σ_c — сечение слабого взаимодействия, σ_u — интерференционный член электромагнитного и слабого взаимодействий.

Сечение слабого рассеяния электрона на электроне

$$\sigma_c = r_0^2 \left(\frac{Gm^2}{e^2} \right)^2 \left(\frac{E}{m} \right)^2 (5 + \cos^2\theta), \quad (18)$$

а интерференционный член имеет вид

$$\sigma_u = \frac{r_0^2}{\sqrt{2}} \frac{Gm^2}{e^2} \frac{5 + 3\cos^2\theta}{\sin^2\theta}. \quad (19)$$

Видно, что вклад слабых взаимодействий весьма мал; так при энергии 3 Бэв вклад не превышает 0,2%.

Кроме отмеченного процесса рассеяния, возможны еще процессы слабой аннигиляции $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, $e^+ + e^- \rightarrow N + \bar{N}$. Сечения их имеют тот же порядок величины.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Cabibbo, R. Gatto, Phys. Rev., **124**, 1577, 1961
2. В. Н. Байер, УФН, **77**, № 3—4, 1962.

В. М. АРУТЮНЯН

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ γ -КВАНТА С НЕСТАБИЛЬНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

1. Рассмотрим некоторые вопросы, связанные с взаимодействием γ -кванта с нестабильными частицами. Так как такие процессы экспериментально осуществить невозможно, то имеет смысл рассматривать взаимодействие нестабильной частицы a с кулоновским фотоном ядра. Ограничимся при этом такими процессами, при которых ядро получает отдачу без возбуждения или перехода



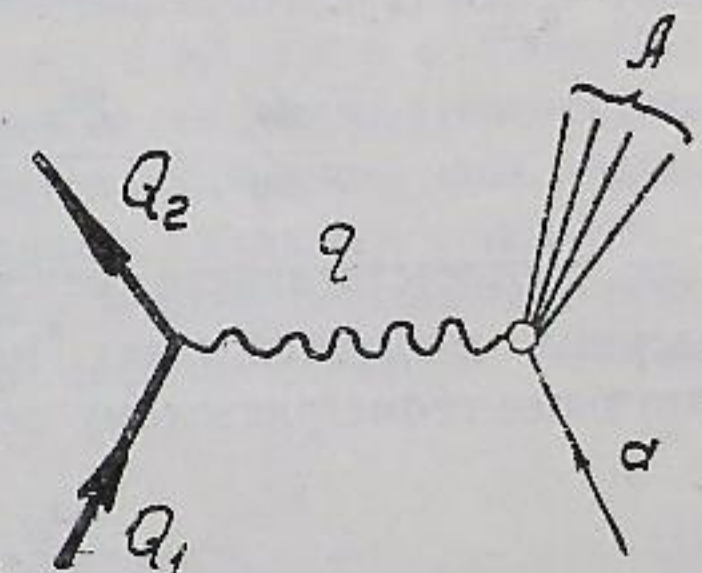
Здесь A означает полный набор образованных частиц. Процесс (1) может происходить как на отдельных нуклонах ядра, так и в кулоновском поле ядра. Последнему будет соответствовать диаграмма (рис. 1).

Жирные линии на этом графике относятся к ядру (Q_1 — начальный, Q_2 — конечный импульс ядра), а волнистая линия с импульсом $q = Q_1 - Q_2$ — к кулоновскому фотону. Вкладу кулоновского фотона в матричном элементе соответствует фактор $1/q^2$, поэтому амплитуда данного графика имеет полюс при $q^2 = 0$ и вклад указанного графика быстро растет при уменьшении q^2 . Если процесс (1) идет через ядерно-активные частицы, то ближайшая особенность амплитуды будет соответствовать π -мезонному полюсу и достигается при $q^2 = m_\pi^2$.

Естественно, поэтому ожидать, что при малых q^2 , а именно, при

$$q^2 \ll m_\pi^2 \quad (2)$$

вкладами всех остальных диаграмм, за исключением диаграммы на рис. 1, можно пренебречь. С другой стороны, при малых q^2 (точнее в предельном случае $q^2 = 0$) правая часть графика на рис. 1 соответствует амплитуде образования частиц набора A при взаимодействии фотона с нестабильной частицей a .



Фиг. 1.