

8
Г-85
300



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.Г. Гришин, М.И. Подгорецкий

P-1300

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ РАСПАДЫ η -ЧАСТИЦ

Дубна 1963

В.Г. Гришин, М.И. Подгорецкий

P-1300

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ РАСПАДЫ η -ЧАСТИЦ

1968/2 м

Дубна 1963

ИЗДАТЕЛЬСТВО
АКАДЕМИИ НАУК
СССР

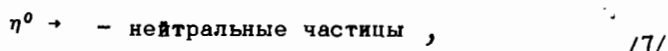
При современном состоянии наших знаний эта узкая на первый взгляд тема охватывает почти все основные вопросы физики η^0 -мезонов. К настоящему моменту образование η^0 -мезона наблюдалось в реакциях



с последующим распадом



Надежно установлено также отсутствие заряженных аналогов η^0 , т.е. η^+ и η^- , распадающихся по схеме: $\eta^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^+ + \pi^-$. Отсюда следует, что изотопический спин η -мезона $I_\eta = 0$. Масса η -мезона $M_\eta = 548 \pm 1$ Мэв, полуширина соответствующего "резонанса" не превосходит 10 Мэв и может быть целиком отнесена за счет ошибок измерений. В реакциях /1/-/5/ наблюдались также нейтральные схемы распада η^0 -мезона:



которые осуществляются в несколько раз чаще, чем распад по схеме /6/. В обзорном докладе /1/ сообщается, например, что отношение

$$\frac{\eta^0 \rightarrow \text{нейтральные частицы}}{\eta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0} = 3 \pm 1. \quad /8/$$

Поскольку η -мезоны рождаются в сильных взаимодействиях, естественно сначала предположить, что распад /6/ также происходит за счет сильных взаимодействий. Тогда G-четность η -мезона отрицательна (распад на три π -мезона, $G_\pi = -1$), и распады на четное число π -мезонов запрещены. Распад на пять π -мезонов невозможен энергетически ($5 M_\pi > M_\eta$), и единственно возможным остается распад $\eta \rightarrow 3\pi$. Последний вывод относится и к нейтральным распадам, и это губит всю схему, поскольку сильный распад



идущий с сохранением изотопического спина, невозможен, если $I_\eta = 0$. Действительно, выберем из трех π^0 -мезонов какие-то два. Это - тождественные Бозе-частицы, и координатная часть их волновой функции должна быть четной. Следовательно, и изотопическая часть волновой функции четная, т.е. изотопический спин $I_{\pi\pi} = 0,2$. Так как изотопический спин оставшегося π^0 -мезона $I_\pi = 1$, то вся система в целом не может иметь изотопический спин, равный нулю.

Итак, единственно возможный нейтральный распад /9/ запрещен; эксперимент все же показывает, что распады η -мезона на нейтральные частицы происходят чаще,

ем на заряженные /см. /8//. Необходимо, следовательно, заключить, что за распады типа /7/ ответственны не сильные взаимодействия, а электромагнитные. В этих условиях напрашивается мысль, что исходный распад /6/ тоже электромагнитный, и $G_{\eta} = +1$. Такое предположение естественным образом объясняет большое время жизни η^0 -мезона, а отсутствие распада



можно было бы объяснить, например, тем, что пространственная четность η -мезона отрицательна.

К сожалению, и на этом пути возникают некоторые сомнения. Здесь можно рассуждать так же, как это сделали И.Ю. Кобзарев и Л.Б. Окунь при анализе свойств ω^0 -мезона /2/. Они показали, что большое время жизни ω^0 -мезона можно объяснить, оставаясь в рамках сильных взаимодействий, если считать спина $S_{\omega} = 1$, изотопический спин $I = 0$ и пространственную четность $P_{\omega} = -1$. G -четность считается, конечно, отрицательной, поскольку имеет место сильный распад



Изотопический спин $I_{\pi\pi}$ системы каких-либо двух π -мезонов /например, π^+ и π^- / должен быть равен единице, так как в противном случае невозможно образовать состояние трех π -мезонов, имеющее $I = 0$. Раз так, орбитальный момент $L_{\pi\pi}$ должен быть нечетным, как минимум, $L_{\pi\pi} = 1$. Поскольку полный момент $S_{\omega} = 1$, орбитальный момент третьего π -мезона по отношению к системе первых двух может быть равен нулю, единице или двум; из указанных трех возможностей только вторая удовлетворяет также последнему условию $P_{\omega} = -1$. Наличие двух орбитальных моментов приводит к возникновению "центробежных потенциальных барьеров", которые резко уменьшают вероятность распада, если длины волн образующихся частиц велики по сравнению с размерами области взаимодействия. Оценки показывают, что в случае ω^0 -мезона сильный распад может быть подавлен настолько, что его вероятность становится сопоставимой с вероятностью электромагнитного распада. Тем более это относится к η^0 -мезону, энергия распада которого существенно меньше энергии распада ω^0 -мезона. Не исключено поэтому, что процесс /6/ связан с сильными взаимодействиями /и, соответственно, $G_{\eta} = -1$ /, в то время как нейтральный распад /7/ происходит за счет электромагнитных взаимодействий. Для решения этого вопроса нужны новые экспериментальные факты.

Некоторые указания можно извлечь из отсутствия распада



который, если и происходит, то с вероятностью меньшей, чем $6 \cdot 10^{-3}$ от вероятности основного распада ρ -мезона /см. /8//. Поскольку $G_{\rho} = +1$ и $G_{\pi} = -1$, малую вероятность распада /12/ можно было бы считать следствием запрета по G -четности, откуда вытекало бы, что $G_{\eta} = +1$. К сожалению, фазовый объем, соответствующий распаду /12/, довольно мал, а имеющиеся теоретические оценки величины матричного элемента не являются достаточно определенными. В итоге, нельзя еще утверждать, что из указанной верхней границы вероятности распада /12/ действительно следует его запрет в рамках сильных взаимодействий.

Существенный шаг связан с анализом диаграммы Далитца. Если считать, что распад /6/ вызван сильными взаимодействиями, то G -четность η -мезона, $G_\eta = -1$. Ограничиваясь спинами $S \leq 2$, мы должны рассматривать следующие возможные наборы квантовых чисел η - мезона: 0^+ , 0^- , 1^+ , 1^- , 2^+ и 2^- /число отвечает спину, индекс - четности/. Набор 0^+ запрещен как сильными, так и электромагнитными взаимодействиями. Действительно, введем, как это уже делалось выше, орбитальный момент каких-либо двух π -мезонов и относительный орбитальный момент третьего π -мезона. Поскольку $S_\eta = 0$, оба указанных орбитальных момента должны быть равны друг другу, а тогда внутренняя четность рассматриваемой системы трех π -мезонов оказывается отрицательной.

Для каждого из остальных наборов квантовых чисел существуют такие области диаграммы Далитца, в которых плотность фазовых точек обращается в нуль. Здесь важно обратить внимание на работу Г.И. Копылова и В.И. Огиевского^{/4/}, которые доказали, что этот результат, полученный первоначально только для т.н. "простейших" матричных элементов, справедлив и в самом общем случае. На рис. 1 показано экспериментальное распределение фазовых точек, взятое из^{/5/}. Видно, что они распределены вполне равномерно, т.е. предположение о том, что $G_\eta = -1$ не согласуется с опытом, и его следует заменить на $G_\eta = +1$. Это означает, что все распады η^0 - мезонов являются электромагнитными, кроме, быть может, распада

$$\eta^0 \rightarrow 4\pi, \quad /13/$$

который имеет, по-видимому, ничтожную вероятность из-за очень малой величины фазового объема.

В частности, распад /6/ связан с электромагнитным процессом второго порядка, в котором имеет место виртуальное испускание и поглощение γ -кванта. При этом G -четность меняет знак, а изотопический спин, как будет показано ниже, изменяется на единицу. Поэтому изотопический спин системы трех образующихся мезонов $I_{\pi\pi\pi} = 1$. Теперь диаграммы Далитца имеют уже другой вид, причем для наборов квантовых чисел 1^+ и 1^- по-прежнему имеются области с нулевой плотностью фазовых точек, а для набора 0^- таких областей нет^{/1,4/}. В итоге, кажется разумным считать, что квантовые числа η -мезона суть 0^{--} /второй индекс соответствует G -четности/. Здесь еще уместна некоторая осторожность, поскольку статистика пока что не очень велика и возможна неоднозначность при вычитании фона. Следует также подчеркнуть, что в случае сильных взаимодействий анализ не проведен для $S \geq 3$, а для электромагнитных - даже при $S = 2$.

В свое время И.Ю. Кобзарев и Л.Б. Окунь подчеркнули важность анализа свойств γ -квантов, возникающих при распаде η^0 - мезонов^{/2/}, и в дальнейшем таким образом была получена существенная информация. В работах группы В.Б. Любимова^{/6,7/} исследовался энергетический спектр γ -квантов, образованных в π^-p -взаимодействиях при $E_\pi \sim 7$ Бэв. Энергия определялась по магнитному отклонению следов e^+e^- пар, создаваемых γ -квантами внутри рабочего объема пузырьковой пропановой камеры. Результаты показаны на рис. 2. Известно, что энергетический спектр γ -квантов

должен иметь единственный максимум при $E_\gamma = M\pi/2$, если источником γ -квантов являются π^0 -мезоны. На рис. 2, кроме этого максимума, имеется второй максимум при $E_\gamma \sim 250 - 300$ Мэв и, возможно, еще один при $E_\gamma \sim 500 - 800$ Мэв /см. также /8,9/.

Отсюда следует существование, помимо π^0 -мезонов, каких-то дополнительных источников γ -квантов. В частности, узкий второй максимум /может быть, даже непонятно узкий!/ естественно связывать с распадом некоторой частицы, в собственной системе которой образуются монохроматические γ -кванты. В качестве возможных гипотез можно указать на распады

$$\eta^0 \rightarrow \gamma + \gamma, \quad /14/$$

$$\eta^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma. \quad /15/$$

Первый из них дает γ -кванты с $E_\gamma = 274$ Мэв, второй - 259 Мэв. Достигнутая экспериментальная точность не позволяет разделить столь близкие значения энергии.

Следует, впрочем, иметь в виду, что для наиболее вероятного набора квантовых чисел η^0 -мезона /0⁻⁺/ распад /15/ запрещен как "ноль-ноль-переход", а также сохранением зарядовой четности С

$$(C_{\eta^0} = +1, C_{\pi^0} = +1, C_\gamma = -1).$$

В работе Менкучини и др. /10/ с помощью электроники изучалась реакция

$$\gamma + p \rightarrow \eta^0 + p, \quad /16/$$

причем верхняя граница энергии тормозных γ -квантов только немного превышала величину энергетического порога. Установка регистрировала вторичные протоны, обладающие определенным значением импульса и вылетающие под определенным углом. В этих условиях законы сохранения энергии и импульса однозначно определяют направление и импульс η^0 -частицы. Поэтому, если в дальнейшем происходит распад /14/ или /15/, то энергия γ -кванта снова однозначно связана с углом его вылета. Основной частью установки был счетчик полного поглощения /свинцовое стекло/, с помощью которого можно было измерять энергию вторичных γ -квантов с точностью $\pm 15\%$. Опыт показал, что энергетический спектр γ -квантов после вычитания довольно большого фона, действительно, имеет ожидаемый максимум, если верхняя граница тормозного спектра превосходит порог реакции /16/ и не имеет никакого максимума в противном случае. К сожалению, и в этом опыте не удалось пока что выяснить, какой из распадов, /14/ или /15/, имеет место, поскольку оба они приводят к очень близким кинематическим соотношениям.

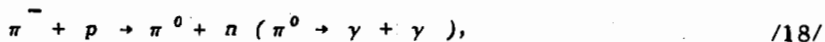
Кретиен и др. /11/ работали с пузырьковой камерой, заполненной смесью пропана, этана и метил-иодида, имеющей радиационную длину 8,2 см. Вероятность конверсии

γ -квантов внутри камеры составляла $\sim 60\%$, и это давало возможность регистрации нескольких e^+e^- -пар, вызванных γ -квантами, образованными в одном и том же взаимодействии. Камера облучалась π^- -мезонами при $p_c = 1140$ Мэв, и велись поиски реакции

$$\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n \quad /17/$$

с последующим распадом /14/. Для этой цели отбирались снимки, содержащие две e^+e^- - пары, и вычислялся угол $\theta_{\gamma\gamma}$ между соответствующими γ -квантами в с.ц.и. Поскольку в этой системе все η^0 -частицы имеют одинаковую энергию, кривая распределения $\theta_{\gamma\gamma}$ легко может быть вычислена теоретически, если предположить, что распад /14/ происходит изотропно. В частности, имеется некоторое минимальное значение ($\theta_{\gamma\gamma}^{min} \approx 110^\circ$), соответствующее случаю, когда γ - кванты вылетают перпендикулярно направлению движения η^0 -частицы.

Экспериментальные результаты даны на рис. 3. Левый максимум связан с перезарядкой



правый - с искомой реакцией /17/. После вычитания фона, создаваемого в основном реакцией



получается картина, изображенная на рис. 4, где показана область второго максимума. Согласно с кривой, рассчитанной теоретически, позволяет авторам заключить, что процесс /14/, действительно, имеет место.

К такому же выводу приходят Бер и др.^{/12/}, исследовавшие реакцию /17/ с помощью пузырьковой камеры, наполненной смесью C, H_2 и CF, Br /радиационная длина 22 см/. Камера находилась в сильном магнитном поле $H = 17500$ гс, позволяющем измерять энергию e^+e^- -пар по магнитному отклонению, несмотря на большую роль многократного кулоновского рассеяния. Точность измерений энергии была, правда, невелика и составляла $\sim 30\%$.

Авторы отбирали снимки с двумя e^+e^- -парами и, предполагая, что оба γ -кванта образовались при распаде некоторой частицы, вычисляли ее массу. На рис. 5 построено распределение полученных таким образом значений массы. Первый пик соответствует π^0 -мезону /среднее значение массы $138,5 \pm 3,7$ Мэв/, второй - η^0 мезону /среднее значение массы 573 ± 26 Мэв/. После вычитания фона, связанного с реакцией /19/, в области второго максимума остается 21 ± 6 случаев (фон составляет ~ 7 случаев).

Совокупность описанных опытов указывает, по-видимому, на существование распада /14/. Отсюда прежде всего следует, что спин η^0 -мезона не может быть равным единице /вспомним аналогичную ситуацию с распадом $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ /. Обычно считают, что $S_\eta = 0$, хотя, как уже отмечалось выше, для такого выбора сейчас нет еще достаточно убедительных оснований^{х/}. В этой связи нужно иметь в виду интересную работу Минами^{/14/}, который предложил исследовать реакцию /1/ вблизи ее энергетического порога. Легко показать, что в этом случае она запрещена для псевдоскалярного η^0 -мезона и разрешена при любом значении спина, отличном от нуля. Экспериментально этот вопрос еще не исследован.

х/ В работе^{/13/} показано, что угловое распределение π^0 -мезонов в системе η^0 -мезона изотропно; это согласуется с предположением $S_\eta = 0$

Другую возможность мы проиллюстрируем на примере реакции /17/. Будем отбрасывать те взаимодействия, в которых η^0 -мезон вылетает в направлении первичного π^- -мезона. Тогда проекции всех орбитальных моментов на это направление равны нулю, а проекции спинов протона и нейтрона могут быть равны $\pm 1/2$. Если предположить, что $S_\eta = 2$, то из сохранения углового момента следует, что проекция спина η^0 -мезона не может быть равна ± 2 ; иными словами, такой η^0 -мезон оказался бы выстроенным и, следовательно, угловое распределение частиц, образующихся при его распаде, должно быть анизотропным. Сходная ситуация имеет место при любом направлении вылета η^0 -мезона, если энергия первичных π^- -мезонов близка к пороговой и η^0 -мезоны образуются в S -состоянии.

Существование распада /14/ показывает, что зарядовая четность η^0 -мезона $C_{\eta^0} = +1$. Известно, что для нейтральных систем справедливо соотношение

$$G = (-1)^I C, \quad /20/$$

откуда следует $G_\eta = +1$, поскольку $I_\eta = 0$. Поэтому распад /2/ не может происходить за счет сильных взаимодействий и является электромагнитным процессом второго порядка. Распад η^0 -мезона по схеме /10/ разрешен по спину, G -четности и зарядовой четности. В этих условиях его отсутствие может означать только то, что пространственная четность $P_\eta = -1$. Таким образом, наиболее вероятный набор квантовых чисел η^0 -мезона имеет вид 0^{-+} при $I = 0$ х/.

Зарядовая четность $G_{\eta^0} = +1$. Поэтому распады



запрещены при любом π ; распады типа



разрешены, но можно думать, что они менее вероятны, чем распад /14/, из-за меньшей величины фазового объема. Следует поэтому ожидать, что нейтральные распады η^0 -мезонов происходят в основном по схемам /9/ и /14/. О последней мы уже говорили. Что касается схемы /9/, то соответствующие экспериментальные данные необычайно скудны.

По сути дела, известно только, что существует какой-то тип распада η^0 -мезона, сопровождающийся образованием более чем двух γ -квантов /16/ и что отношение вероятностей

$$\frac{\eta^0 \rightarrow 3\pi^0}{\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} \leq 1,1 \pm 0,3 \quad /см. /11/ /.$$

Очень интересно было бы получить более полную информацию, поскольку в отношении распада /9/ существуют определенные теоретические предсказания. Действительно, выше уже отмечалось, что образующаяся после распадов /6/ и /9/ система трех π -мезонов имеет изотопический спин $I_{\pi\pi\pi} = 1$. Можно показать, что в этом случае должно быть

х/ Интересно отметить, что задолго до открытия η^0 -мезона свойства частицы с таким набором квантовых чисел были рассмотрены Я.Б. Зельдовичем /15/. Он же предложил и использованный впоследствии метод ее обнаружения, основанный на определении величины т.н. недостающей массы.

выполнено следующее соотношение между вероятностями распадов:

$$\frac{\eta^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0}{\eta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0} \leq 3/2 \quad /23/$$

Докажем теперь утверждение $I_{\pi\pi\pi} = 1$. При излучении γ -кванта изотопический спин либо не изменяется, либо изменяется на единицу, то же относится и к поглощению. Поэтому в результате электромагнитного процесса второго порядка, связанного с излучением и поглощением виртуального γ -кванта, возможно изменение изотопического спина на 0,1 или 2. С другой стороны, соотношение /20/, справедливое для нейтральных систем, связывает между собой изменения G -четности и изотопического спина, поскольку зарядовая четность в таких электромагнитных взаимодействиях сохраняется. Теперь уже ясно, что поскольку после распадов /6/ и /9/ G -четность изменяется, изотоп-спин также должен измениться, причем только на единицу. Начальный изотоп-спин $I_\eta = 0$, поэтому конечный $I_{\pi\pi\pi} = 1$.

Более подробно этот вопрос рассмотрен в интересной работе Файнберга и Пайса /17/ /см. также /18/ /.

Сходные соображения относятся с очевидными изменениями и к электромагнитным процессам первого порядка, в частности к распадам

$$\eta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \gamma, \quad /24/$$

$$\eta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma. \quad /25/$$

В первом из них G -четность изменяется, следовательно, изотоп-спин не может измениться, т.е. $I_{\pi\pi\pi} = 0$. Отношение вероятности этого распада к вероятности распада /6/ трудно оценить теоретически. Как электромагнитный распад первого порядка он мог бы происходить значительно быстрее, чем распад /6/, но, с другой стороны, ему соответствует меньший фазовый объем. Здесь требуется экспериментальное исследование вопроса /см. ниже/.

В распаде /25/ G -четность не изменяется. Это означает, что он разрешен, если $I_{\pi\pi} = 1$. По теоретическим оценкам он должен быть во много раз более вероятным, чем распад /6/, что резко не согласуется с экспериментальными данными. Здесь мы сталкиваемся с большой и пока что не решенной трудностью^{х/}.

В первых экспериментах распад /25/ вообще не был обнаружен, и стало ясно, что его вероятность не может быть большой. В недавно появившейся работе Фаулера и др. /19/, выполненной с помощью водородной пузырьковой камеры, очень подробно исследовалась реакция

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p + \pi^- + \pi^+ + X^0, \quad /26/$$

х/ Аналогичная трудность возникает при сопоставлении вероятностей распадов /6/ и /14/: опыт показывает, что они вполне сопоставимы; по теоретическим оценкам распад /14/ имеет во много раз большую вероятность.

где символом X^0 обозначены любые нейтральные частицы /один или несколько π^0 -мезонов, γ -кванты, их комбинации/. При $p_s = 1170$ Мэв было отобрано 76 таких случаев, причем практически все они оказались связанными с генерацией η^0 -мезона. Далее был построен график, показанный на рис. 6. По оси абсцисс отложена величина квадрата импульса частицы X^0 , по оси ординат - квадрат ее энергии. Видно, что все точки хорошо группируются вблизи двух прямых, одна из которых соответствует случаю $X^0 \equiv \pi^0$, другая - $X^0 \equiv \gamma$. Никаких других типов распада не найдено, в том числе и распада /24/. Отношение вероятностей распадов /25/ и /6/

$$\frac{\eta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma}{\eta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0} = 0,26 \pm 0,08. \quad /27/$$

Как уже указывалось, такой результат кажется противоречащим существующим теоретическим оценкам.

Мы сталкиваемся здесь с какими-то, пока непонятными, обстоятельствами, которые резко повышают вероятность электромагнитных переходов второго порядка, либо, что кажется более правдоподобным, подавляют распад первого порядка. Для прояснения ситуации было бы очень важно измерить или хотя бы оценить время жизни η -мезона. В принципе это можно сделать, исследуя фотогенерацию η -мезонов на кулоновском поле тяжелого ядра, т.е. используя процесс, обратный распаду /14/. При этом величина эффективного сечения пропорциональна ширине η^0 -резонанса и при $Z \sim 100$ и $E_\gamma \sim 4$ Бэв достигает $\sim 3 \cdot 10^{-28}$ см²/стерад, если считать $\Gamma_{\gamma\gamma} \sim 150$ эв /см., например /20/. Для отделения указанного процесса от ядерной генерации η^0 -мезонов можно опираться на очень узкое угловое распределение /наиболее вероятный угол $\sim 0,5^\circ$ / и на быстрый рост сечения с Z ($\sigma \sim Z^2$).

В заключение хочется обратить внимание на одно возможное общефизическое "приложение" результатов, полученных при исследовании η^0 -мезона. Мы видели, что распад η^0 -мезона на три π -мезона запрещен сохранением изотопического спина и осуществляется посредством электромагнитных взаимодействий второго порядка. Помимо всего прочего, это означает, что в сильных взаимодействиях изотопический спин сохраняется, по крайней мере, с точностью до членов порядка $\alpha^2 \sim 10^{-4}$. Само собою разумеется, что речь здесь идет не столько об окончательном утверждении, сколько о направлении дальнейших исследований /21/.

Л и т е р а т у р а

1. G.Puppi. Int. Conf. High-Energy Phys. CERN, 713 (1962).
2. И.Ю. Кобзарев, Л.Б. Окунь. ЖЭТФ, **43**, 1288 /1962/.
3. A.H.Rosenfeld et al.. Phys. Rev. Lett., **8**, 293 (1962).
4. Г.И. Копылов, В.И. Огиевецкий. Препринт ОИЯИ Р-1161, Дубна, 1963.
5. S.Alff et al. Phys. Rev. Lett., **9**, 325 (1962).
6. В.Б. Любимов и др. Препринт ОИЯИ Р-974, Дубна, 1962.
7. В.Б. Любимов и др. Препринт ОИЯИ Р-1164, Дубна, 1963.

8. V.A.Belyakov et al. Int. Conf. High-Energy Phys. CERN, 252 (1962).
9. В.А. Беляков и др. Препринт ОИЯИ Р-1138, Дубна, 1962.
10. C.Mencuccini et al. Int. Conf High-Energy Phys. CERN, 33 (1962).
11. M.Chretien et al. Phys. Rev. Lett., 9, 127 (1962).
12. L.Behr et al. Phys. Lett., 4, 22 (1963).
13. M.C.Foster et al. Int. Conf. High-Energy Phys. CERN, 108 (1962).
14. S.Minami. Prog. Theor. Phys., 27, 1275 (1962).
15. Я.Б. Зельдович. ЖЭТФ, 34, 1644 /1958/.
16. M.Meer et al. Int. Conf. High-Energy Phys. CERN, 103 (1962).
17. G.Feinberg, A.Pais. Phys. Rev. Lett., 9, 45 (1962).
18. G.Feinberg. Int. Conf. High-Energy Phys. CERN, 168 (1962).
19. E.C.Fowler et al. Phys. Rev Lett., 10, 110 (1963).
20. G.Bellettini et al. Phys. Lett., 3, 170 (1960).
21. В.Г. Гришин, М.И. Подгорецкий. ЖЭТФ /в печати/.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 мая 1963 г.

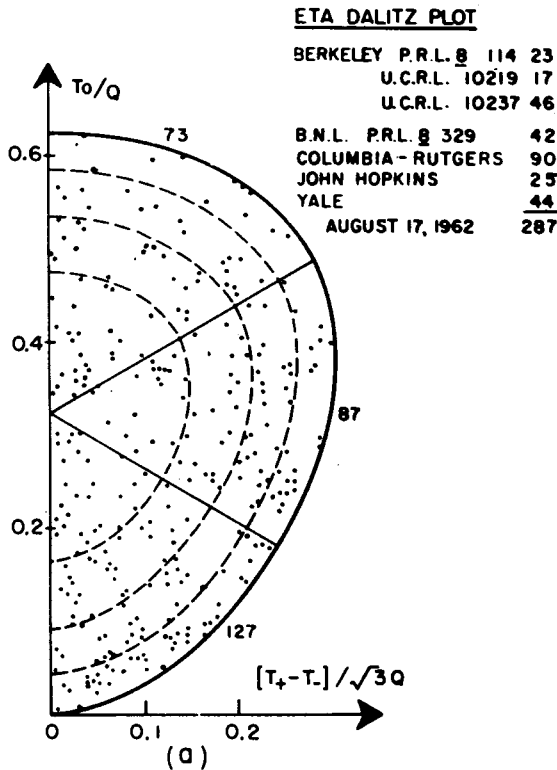


Рис. 1. Диаграмма Далитца для η^0 -мезона, построенная по суммарным данным, взятым из различных работ.

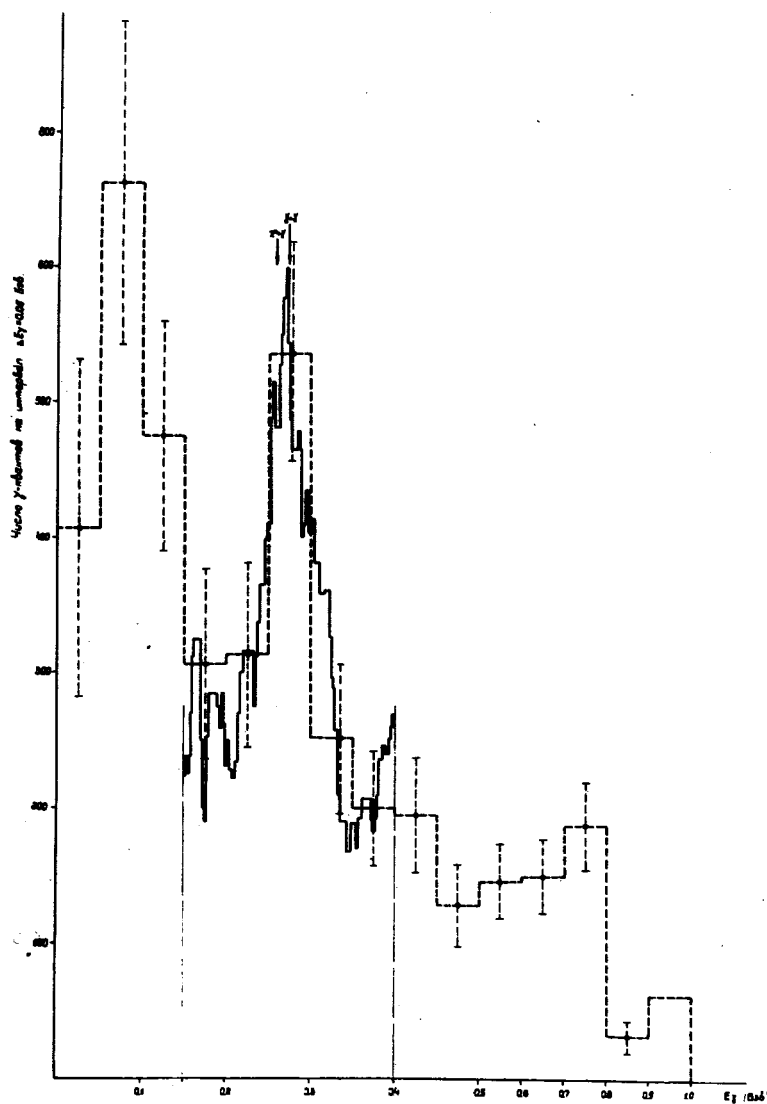


Рис. 2. Энергетическое распределение γ -квантов в лабораторной системе координат. Область второго максимума представлена в виде идеограммы.

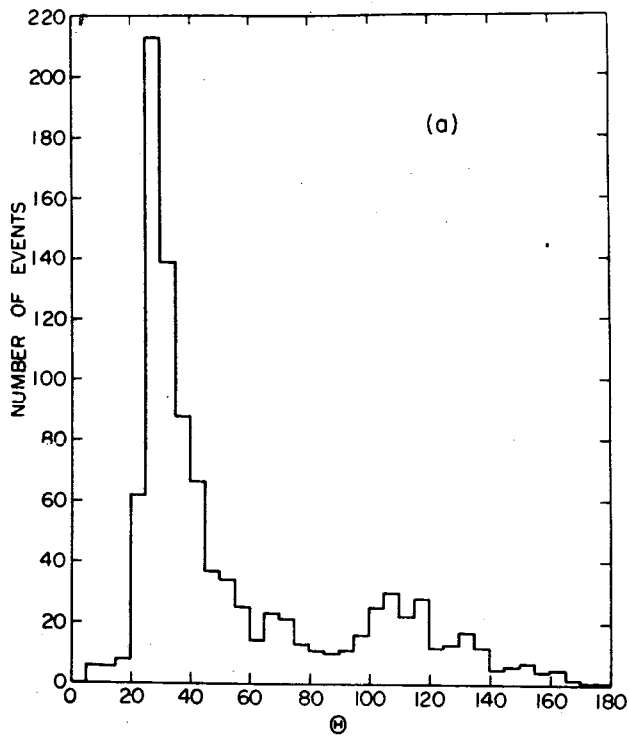


Рис. 3. Распределение $\theta_{\gamma\gamma}$ в системе центра инерции.

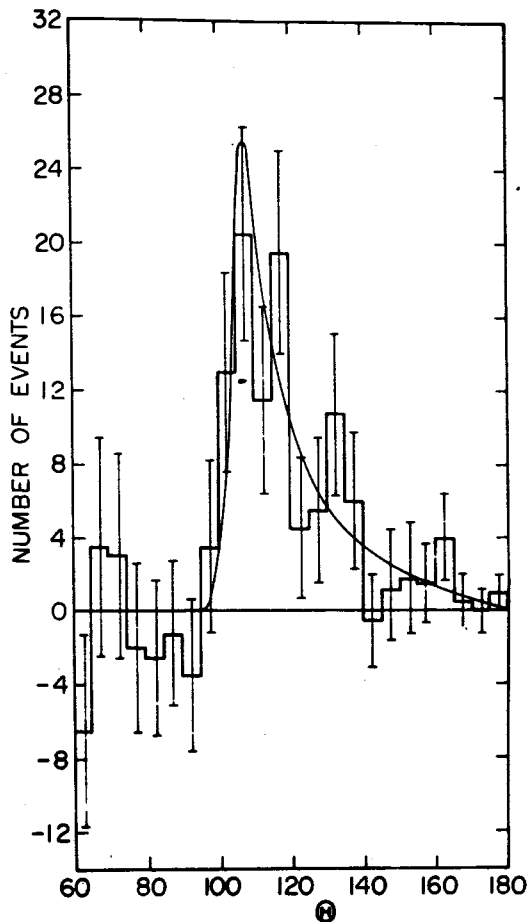


Рис. 4. Распределение $\theta_{\gamma\gamma}$ в области второго максимума. Сплошная кривая соответствует распределению за счет распада $\eta^0 \rightarrow 2\gamma$.

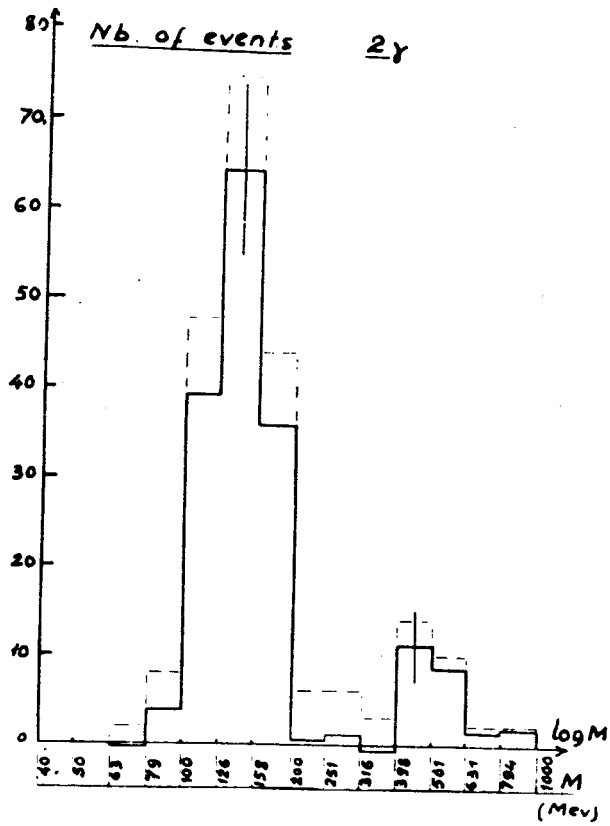


Рис. 5. Распределение значений. $M_{\gamma\gamma}$.

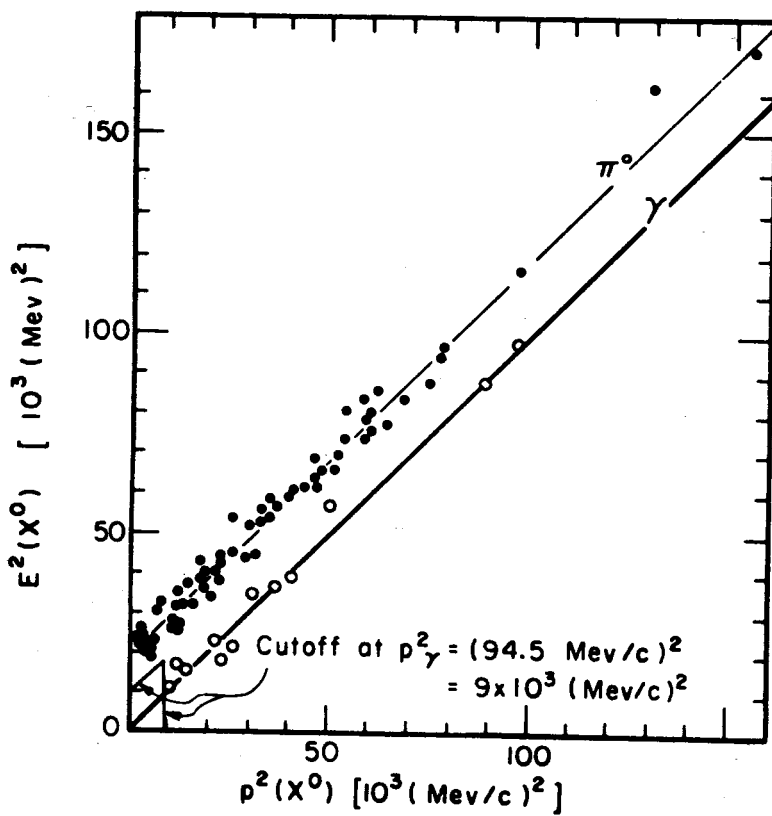


Рис. 6.