

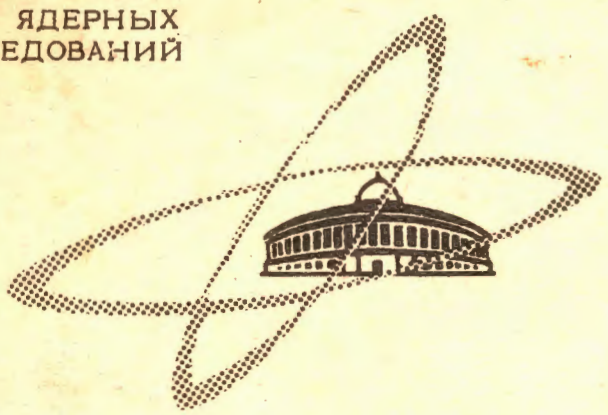
ЯФ, 1967, т. 6, в. 4, с. 786-794

к-19

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1-2948



ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Т.И. Канарек , Е. Лоскевич , А.С. Мартынов,
Б. Ничипорук, Г.Л. Семашко, Т. Семячук,
З.С. Стругальский, К. Эскрейс

ОБНАРУЖЕНИЕ РАСПАДА $\pi^0 + \gamma$ ω^0 - МЕЗОНОВ,
РОЖДЕННЫХ π^- МЕЗОНАМИ С ИМПУЛЬСОМ $9 \frac{\Gamma_{\text{ЭВ}}}{c}$
В $\pi^- - \text{Xe}$ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

1966

4594/2 нр.

Т.И. Канарек ^{*}), Е. Лоскевич ^{*}), А.С. Мартынов,
 Б. Ничипорук, Г.Л. Семашко, Т. Семярчук, ^{***}
 З.С. Стругальский ^{**} К. Эскрейс ^{*})

ОБНАРУЖЕНИЕ РАСПАДА $\pi^0 + \gamma$ ω^0 - МЕЗОНОВ,
 РОЖДЕННЫХ π^- МЕЗОНАМИ С ИМПУЛЬСОМ $9 \frac{\text{ГэВ}}{c}$
 В $\pi^- - \text{Xe}$ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Направлено в Ядерную физику"

*/ Институт ядерных исследований, Краков.

** / Институт ядерных исследований, Варшава.

*** / Варшавский университет.



1. Введение

Задача обнаружения и изучения радиационных распадов нейтральных бозонов, а также их распадов на большое число нейтральных продуктов ($\eta^0 \rightarrow 2\gamma, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и др.) методом эффективных масс приводит к необходимости непосредственного измерения импульсов нейтральных частиц распада и их идентификации. Это, в конечном счете, сводится к необходимости регистрации γ -квантов с достаточно высокой эффективностью и к измерению их энергии также с достаточно высокой точностью. С этой точки зрения пузырьковая камера с жидким ксеноном в качестве рабочей жидкости^{/1/} является удобным детектором γ -квантов, возникших от распада частиц.

В работе, проведенной в Сакле^{/2/}, впервые была предпринята попытка по непосредственному измерению спектра эффективных масс установить распады $\eta^0 \rightarrow 2\gamma, \omega^0 \rightarrow 3\gamma$. η^0 - и ω^0 -мезоны рождались π^- -мезонами с импульсом $1,15 \frac{\Gamma_{\text{эВ}}}{c}$ на свободных протонах и в квазисвободных столкновениях с протонами ядер C, F, Vg. Измерение энергии γ -квантов осуществлялось путем измерения кривизны следа (при некоторой его оптимальной длине) конверсионных электронов в магнитном поле, в тяжелой рабочей жидкости пузырьковой камеры (смесь $C_8H_{18} + CF_3Vg$, радиационная единица длины $t_{\text{рад}} = 22$ см). В этой работе было показано, что допускаемая относительная ошибка отдельного измерения эффективной массы π^0 -или η^0 -мезона составляла соответственно 19% и 18%, что приводило к ошибке в измерении энергии электрона величиною порядка 26%. К сожалению, импульс падающих π^- -мезонов был выбран у самого порога рождения ω^0 , и, естественно, распад $\omega^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma \rightarrow 3\gamma$ трудно было обнаружить, к тому же общая статистика 3γ -комбинаций в распределении была недостаточной, а статистика $\gamma\gamma$ -комбинаций в области пика около массы покоя η^0 в распределении $m_{\gamma\gamma}$ была также не совсем удовлетворительной.

Относительно выводов, сделанных в работе Бармина и др.^{/3/} следует заметить, что о распаде $\omega^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$ можно сделать заключение лишь в том случае, если, следуя предсказаниям теории возмущения, предположить, что вероятность распада $\omega^0 \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma$ пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью $\omega^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$, а на распад $\omega^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$ не наложены какие-либо особые запреты. В настоящее время, по-видимому, невозможно, оставаясь на чисто экспериментальной точке зрения и опираясь только на некоторые геометрические особенности в кинематике рождения ω^0 и распада $\omega^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$, а также на метод, разработанный авторами упомянутой работы, решить, проходит ли распад $\omega^0 \rightarrow 3\gamma$ непосредственно, или через образование промежуточного состояния $\pi^0 + \gamma$. Решение этого вопроса, однако, возможно при условии измерения энергии γ -квантов как конечных продуктов распада данной частицы и затем путем последующей идентификации нейтральных частиц распада ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma, \eta^0 \rightarrow 2\gamma, \dots$) по их эффективным массам. Изучая различные спектры эффективных масс от всевозможных комбинаций нескольких γ -квантов, можно установить возможные каналы распада.

В данной статье содержатся дополнения к предварительным результатам, приведенным в ранее опубликованной работе^{/7/}, более полное описание экспериментальной части работы, а также более подробное обсуждение полученных результатов.

2. Экспериментальная часть

Ксенонная пузырьковая камера ОИЯИ^{/1/} экспонировалась в пучке π^- -мезонов синхрофазотрона ОИЯИ. Разброс частиц пучка по импульсам определялся величиной в 7%-10%, поперечные размеры пучка перед входом в камеру составляли 7×10 см². Видимый, эффективный объем камеры имел размеры $15 \times 25 \times 49$ см³, плотность жидкого ксенона $\rho_{\text{Xe}} = 2,18 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$, радиационная единица длины $t_{\text{rad}} = 4,0$ см^{/8/}. Поскольку эффективный объем камеры по высоте, по оси фотографирования, имел малые размеры (15 см) и наблюдалась некоторая корреляция между энергией γ -кванта и углом вылета его по отношению к направлению пучка (чем меньше энергия γ -кванта, тем больше угол вылета), то угол наклона оси ливня ϕ к плоскости фотографирования был достаточно чувствительной характеристикой вероятности регистрации γ -квантов. Ось ливня определялась точкой $\pi^- - \text{Xe}$ взаимодействия и началом развития ливня. Средняя эффективность регистрации γ -кванта с энергией больше 15 Мэв и с углом наклона $\phi \leq 30^\circ$, рожденного в достаточно большой внутренней области эффективного объема камеры, составляла 98%. Это приводило к эффективности одновременной регистрации трех γ -квантов, равной 94%. Эффективность же регистрации γ -квантов, имеющих угол наклона $\phi > 30^\circ$, значительно уменьшалась.

В ходе экспонирования камеры в пучке было получено свыше 100000 стереофотографий. Затем проводился просмотр кадров, отбирались по всей видимой области пучка все $\pi^- - \text{Xe}$ взаимодействия с тремя γ -квантами. При отборе троек (так мы будем

в дальнейшем называть π - He взаимодействия с тремя γ -квантами) применялись визуальные критерии, определяемые по видимому суммарному пробегу всех частиц ливня, вызванного первичным γ -квантом, и непосредственной картиной развития ливня в камере.

Если а) суммарный пробег ливневых частиц от 3 первичных γ -квантов говорил об энергии заведомо меньшей, чем масса покоя ω^0 , или б) хотя бы один из ливневой тройки испытывал видимое значительное обрезание границей рабочего объема камеры^{/4/}, то такая тройка исключалась из дальнейшего обсуждения. После двойного просмотра было отобрано 620 троек.

Поскольку при энергии 9 Гэв имеется большая множественность в рождении π^0 -мезонов, а среднее число пучковых частиц на один снимок было небольшим, то собственный фон, т.е. фон γ -квантов из родительской звезды, был причиной, приводящей к наличию какой-то доли добавочных ложных троек среди отобранных троек, а также причиной добавочных потерь истинных троек. Присутствие этих ложных троек может приводить только к некоторому общему повышению уровня фона в распределении эффективных масс, а потери истинных троек из-за фона, наряду с потерями из-за наличия малой эффективности регистрации γ -квантов с большими углами наклона, делают по необходимости возможной оценку только нижнего предела для полного сечения рождения ω^0 на нуклонах ядер He .

Для каждой из отобранных троек дважды проводилось измерение геометрии события и измерение суммарного пробега всех частиц e^+ , e^- каждого ливня в проекции на плоскость фотографирования. Измерение энергии осуществлялось по ранее разработанному методу^{/4/}, где были получены калибровочные кривые и поле ошибок для наших условий эксперимента. Поле ошибок позволяло также определить для каждого зарегистрированного γ -кванта индивидуальную ошибку в измерении его энергии. После подсчета для каждой тройки результатов измерений геометрии и проекции суммарного пробега частиц каждого ливня по единой программе, составленной для ЭВМ М-20 Вычислительного центра ОИЯИ, мы имели следующие величины: $(\Sigma R)_k$ - видимый пробег всех частиц ливня, взятого в натуральную величину, E_k - энергию γ -кванта, λ_k - длину конверсии γ -кванта, d_k - возможный путь развития ливня, определяемый расстоянием по оси ливня от точки зарождения ливня до точки пересечения оси ливня с границей эффективного объема камеры, θ_{ik} - угол между двумя γ -квантами, ϕ_k - угол наклона оси ливня к плоскости фотографирования, W_k - эффективность регистрации γ -кванта, а также значения эффективных масс: $m_{\gamma\gamma}$, $m_{\gamma\gamma}$ и $m_{\pi^0\gamma}$ от $\gamma\gamma$ -, 3γ - и $\pi^0\gamma$ -комбинаций в каждой тройке. Корреляционная матрица ошибок, заложенная в программу, давала еще возможность определить ошибку отдельного измерения угла между γ -квантами, $\Delta\theta_{ik}$, энергии γ -кванта и эффективных масс. Точность в измерении углов составляла $\pm 1^\circ$.

При окончательном отборе троек, на совокупности которых были построены спектры эффективных масс, был введен количественный критерий отбора по максимально допускаемой флюктуационной ошибке в измерении энергии γ -кванта^{1/4}. Тройка, в которой хотя бы один γ -квант имел ошибку в измерении энергии больше чем 25%, исключалась из полезной статистики. В итоге из первоначально отобранной совокупности осталось 387 троек, которые и были предметом дальнейшего обсуждения.

Для определения формы фоновых кривых в эффективных массах был применен метод случайных испытаний, метод Монте-Карло. Используя эмпирические интегральные распределения по углам и энергии γ -квантов, построенные на совокупности 387 троек, путем выработки случайных чисел на ЭВМ по особо составленной программе имитировались распределения $m_{\gamma\gamma}$, $m_{\beta\gamma}$ и $m_{\pi^0\gamma}$ от случайных $\gamma\gamma$ - и $\pi^0\gamma$ -комбинаций. Нормировка фоновых кривых проводилась по участкам, взятым вне областей наблюдавшихся на экспериментальных гистограммах пиков. Кривые фона показаны не для всех распределений, представленных на рисунках в следующем разделе. В тех случаях, где не показан фон, картина была подобной.

Остановимся немного подробнее на оценке величины ошибок, допускаемых нами при измерении энергии γ -квантов и эффективных масс, а также на их особенностях. Если бы все ливни из отобранных троек по критерию необрезанности ливня были необрезанными, то из того факта, что относительная ошибка отдельного измерения энергии γ -кванта не зависит от конкретного значения величины измеряемой энергии, следует, что и ошибка в эффективной массе $\Delta m_{\gamma\gamma}$, $\Delta m_{\beta\gamma}$ и $\Delta m_{\pi^0\gamma}$ будет также величиной независимой от значения величины $m_{\gamma\gamma}$, $m_{\beta\gamma}$ и $m_{\pi^0\gamma}$ соответственно. Однако в нашем случае почти каждая тройка γ -квантов имела для некоторых своих ливней различную степень обрезания границей рабочего объема камеры. Степень обрезания определялась отношением $\ln(\Sigma R)_k/d_k$. Это отношение однозначно определяет величину флюктуационной ошибки при измерении энергии обрезанного ливня. При непосредственном использовании данных с ЭВМ относительно ошибок в измерении энергии γ -квантов все γ -кванты из совокупности 387 троек были разделены на ряд подсовокупностей, где каждая подсовокупность состояла из γ -квантов с одинаковой энергией. Было установлено, что распределение индивидуальных ошибок для каждой подсовокупности имеет приблизительно характер кривой нормального распределения, положение максимума и ширина которой были независимы от номера подсовокупности. Это означает, что средняя относительная ошибка отдельного измерения энергии γ -кванта в наших условиях эксперимента не зависит от значения величины измеряемой энергии. Эта особенность, по-видимому, в основном обуславливается наличием между углом вылета γ -кванта и его энергией упоминаемой выше корреляции, которая приводит к тому, что условия обрезания, степень обрезания в камере в среднем остаются неизменными для γ -квантов любой энергии. Из этого вывода вытекает, что средняя относительная ошибка $\frac{\Delta m_{\gamma\gamma}}{m_{\gamma\gamma}}$, $\frac{\Delta m_{\beta\gamma}}{m_{\beta\gamma}}$ и $\frac{\Delta m_{\pi^0\gamma}}{m_{\pi^0\gamma}}$

будет также независима от значений величин $m_{\gamma\gamma}$, $m_{\Delta\gamma}$ и $m_{\pi^0\gamma}$. Такое заключение подтверждается также непосредственным построением распределений ошибок для $m_{\gamma\gamma}$, $m_{\Delta\gamma}$ и $m_{\pi^0\gamma}$.

В результате такого анализа ошибок оказалось, что средняя относительная ошибка отдельного измерения энергии γ -кванта составляла 10 - 12%, что приводило к средней относительной ошибке в $m_{\gamma\gamma}$ порядка 9-10% и к средней относительной ошибке в $m_{\Delta\gamma}$ или $m_{\pi^0\gamma}$ порядка 7-8%.

При введении критериев отбора событий с γ -квантами, требующих меньшей допускаемой степени обрезания, мы можем иметь, очевидно, большую точность в измерении энергии γ -квантов и эффективных масс.

На рис.1 а, б показано распределение $m_{\gamma\gamma}$, полученное вместе с фоном и после вычитания фона. Эффективная масса $m_{\gamma\gamma}$ определялась для всевозможных $\gamma\gamma$ -комбинаций из полного числа 337 троек. Интервал на оси абсцисс выбран в соответствии с ошибкой, допускаемой в определении $m_{\gamma\gamma}$. Это распределение и все нижеприводимые распределения по энергии γ -кванта и эффективным массам $m_{\gamma\gamma}$, $m_{\Delta\gamma}$ и $m_{\pi^0\gamma}$ были построены для логарифмической шкалы энергии и масс, поскольку применение такой шкалы в наибольшей степени соответствует тем свойствам ошибок в измерении энергии и эффективных масс, которые отмечались выше.

На рис. 1а вместе с экспериментальной гистограммой показан нормированный фон, полученный по методу Монте-Карло. Форма пика в области массы покоя π^0 -мезона позволяет предположить, что приближенно он имеет форму кривой Гаусса. Аппроксимация этого пика гауссовой кривой приводит к следующему значению массы π^0 : $m_{\pi^0} = 139 \pm 2$ Мэв. Полуширина пика, отнесенная к m_{π^0} , определяет ошибку отдельного измерения $m_{\gamma\gamma}$ и составляет 10%.

Положение пика и совпадение величины ошибки в m_{π^0} , определяемой полушириной пика, с величиной ошибки в $m_{\gamma\gamma}$, полученной выше с помощью матрицы ошибок, указывает нам на правомочность и корректность подхода, примененного в методической работе /4/ для построения калибровочных кривых и поля ошибок.

Полное число π^0 -мезонов в пике - около 110, что приводит к достаточно малой ошибке для среднего значения m_{π^0} .

3. Результаты и обсуждение

Вспользуемся значениями положения и ширины пика около массы покоя π^0 , найденными по распределению $m_{\gamma\gamma}$ (рис.1 а, б), и установим центр и ширину "ворот", т.е. интервал масс $m_{\gamma\gamma}$ около m_{π^0} , которым будем ограничивать эффективную массу любой из трех $\gamma\gamma$ -комбинаций в данной тройке.

На рис. 2а, б показано распределение $m_{\beta\gamma}$, когда никаких ограничений на массу $m_{\gamma\gamma}$ от любой $\gamma\gamma$ -комбинации в данной тройке γ -квантов не накладывается. Пунктирной линией на рис. 2а показано распределение $m_{\beta\gamma}$ с учетом статистического веса каждого зарегистрированного γ -кванта. Как видно из рис. 2а, пик в области массы покоя над уровнем фона определяется больше чем двукратным стандартным отклонением.

Далее, на рис. 3а, б, с, d, e показано распределение $m_{\pi^0\gamma}$ со все более суживающимися "воротами" для $m_{\gamma\gamma}$. Из этого ряда гистограмм непосредственно видна та особенность, что по мере сужения "ворот" число $\pi^0\gamma$ -комбинаций уменьшается незначительно, тогда как отношение сигнал-фон заметно увеличивается. Это говорит о том, что здесь мы действительно имеем дело с распадом $\omega^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$. Заметим, что оценка числа потерянных $\pi^0\gamma$ -комбинаций из интервала $684 \text{ Мэв} \leq m_{\pi^0\gamma} \leq 835 \text{ Мэв}$ по мере сужения "ворот" указывает на то, что ошибка в измерении m_{π^0} составляет примерно 10%, что согласуется с ошибкой, установленной выше другим путем. Предполагая, что пик на рис. 3 б обусловлен распадом $\omega^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$, т.к. возможность заметной доли распада $\rho^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$ исключаем по тем же соображениям, что приведены в работе Бармина и др. /3/, получим путем аппроксимации пика гауссовой кривой следующее значение массы ω^0 : $m_{\omega^0} = 775 \pm 12 \text{ Мэв}$; полуширина пика, отнесенная к m_{ω^0} , составляет 8%.

На рис. 4а, б показано распределение $m_{\beta\gamma}$, построенное для тех троек из числа 387, в которых ни одна из трех $\gamma\gamma$ -комбинаций не попадает в область пика π^0 -мезона на рис. 1а, б. Распределение дано для 2 значений ширины "ворот":

а) $120 \text{ Мэв} \leq m_{\pi^0} \leq 160 \text{ Мэв}$, б) $100 \text{ Мэв} \leq m_{\pi^0} \leq 180 \text{ Мэв}$.

Хотя эти распределения и не обладают достаточной статистикой, однако можно сказать, что здесь не проявляется тенденции к появлению пика в области массы покоя ω^0 .

С помощью качественного и количественного сравнения распределений на рис. 2а, б; 3а, б, с, d, e; 4а, б можно легко убедиться, что пик в области m_{ω^0} в основном определяется распадом $\omega^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$, а возможная доля распада $\omega^0 \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma$ составляет величину, не превышающую по крайней мере уровня фона. Нами не найдено заметного числа случаев распада $\omega^0 \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma$. Если мы предположим, что распад $\omega^0 \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma$ не должен приводить к какой-либо сильной корреляции в $m_{\gamma\gamma}$ от $\gamma\gamma$ -комбинаций, то по числу случаев $m_{\beta\gamma}$, попадающих в интервал значений масс $684 \text{ Мэв} \leq m_{\beta\gamma} \leq 835 \text{ Мэв}$ в распределении на рис. 2а, и по числу $\pi^0\gamma$ -комбинаций, попадающих в тот же интервал масс в распределении на рис. 4б, можно оценить верхний предел отношения вероятностей непосредственного и каскадного распада $\omega^0 \rightarrow \beta\gamma$:

$$R = \frac{W(\omega^0 \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma)}{W(\omega^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma)} \leq 0,2 \pm 0,15.$$

Из ряда распределений на рис. 2а, б, 3а, б, в, г, д, е можно обнаружить, что в области массы ϕ^0 -мезона (1020 Мэв) проявляется пик с однократным стандартным отклонением от уровня фона. Не исключено, что эта группа $\pi^0 \gamma$ -комбинаций может быть связана с радиационным распадом $\phi^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$. Отметим здесь, что в работе Бармина и др.^{/3/} есть также некоторое косвенное указание о возможном существовании распада $\pi^0 + \gamma$ для более тяжелой, чем ω^0 -частицы. Хотя в литературе и имеются некоторые указания на сильное подавление вероятности рождения ϕ^0 по сравнению с вероятностью рождения ω^0 в пучке π^- -мезонов с импульсом 3,7 Гэв/c^{/5/}, однако для области больших значений импульсов по этому поводу никаких экспериментальных данных нет.

Для большей убедительности вывода о том, что пик в распределении $m_{\pi\gamma}$ (рис.2а) обусловлен в основном распадом $\pi^0 + \gamma$, были построены диаграммы Далитца для случая распада $\omega^0 \rightarrow 3\gamma$. Распределение точек по фигуре Далитца сделано для 80 троек, выбранных из интервала 684 Мэв $\leq m_{\pi\gamma} \leq 835$ Мэв (рис.2а) для энергии γ -квантов, взятых в системе покоя, и сравнены с результатами работы Копылова^{/6/}. На рис.5а, б дано одномерное распределение по минимальной энергии одного из трех γ -квантов, E_{γ}^{\min} . К сожалению, статистика недостаточна, однако все же проявляется тенденция к равномерному распределению. На рис.5б показано распределение по E_{γ}^{\min} , когда были отобраны только те тройки γ -квантов, что попали в интервал 684 Мэв $\leq m_{\pi^0\gamma} \leq 835$ Мэв в распределении $m_{\pi^0\gamma}$ на рис.3с. Тенденция к равномерному распределению здесь проявляется более четко. Двумерное распределение тех же 80 троек по фигуре Далитца, представленное на рис. 6а, построено для случая, когда не проводилось упорядочения γ -квантов в каждой тройке по величине их энергии, а на рис. 6б дано распределение точек, когда такое упорядочение проводилось: $E_1 < E_2 < E_3$. На диаграммах (рис. 6а, б) наблюдается значительная неравномерность в распределении плотности точек, а именно, точки попадают в основном в область, содержащую линии, характерные для распада $\omega^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$.

Если построить распределение точек для троек, выбранных из пика в распределении $m_{\pi^0\gamma}$ на рис. 3с, то фон, состоящий из точек в центре треугольника, резко снижается. Это говорит об эквивалентности двух подходов к выявлению распада $\pi^0 + \gamma$: установление "ворот" для $m_{\gamma\gamma}$ от $\gamma\gamma$ -комбинаций, с одной стороны, и построение соответствующих диаграмм Далитца, с другой.

Далее, на рис. 7, показано распределение ω^0 (т.е. троек, выбранных из интервала 684 Мэв $\leq m_{\pi^0\gamma} \leq 835$ Мэв в распределении на рис. 3а и 3е) по величине $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (v_0/c)^2}}$, где v_0 - скорость ω^0 в лабораторной системе координат. Распределение показывает большой вклад от быстрых ω^0 . Малый вклад от медленных ω^0 можно объяснить отчасти действием применяемых критериев отбора, а также малой эффективностью регистрации γ -квантов, имеющих большой угол наклона оси ливня к плоскости фотографирования.

Наконец, исходя из известной величины полного сечения $\pi^- - \text{Xe}$ взаимодействий и известного среднего числа взаимодействий на один снимок, можно оценить нижний предел для полного сечения рождения ω^0 в $\pi^- - \text{Xe}$ взаимодействиях. Он оказался равным $\sigma_{\text{Xe}}(\omega^0) > 7,1 \pm 1,6$ мбарн, что в расчете на нуклон ядра ксенона составляет $\sigma_{\text{N}}(\omega^0) > 0,24 \pm 0,05$ мбарн. Сечение дается с учетом всех каналов распада ω^0 .

В заключение мы выражаем глубокую благодарность персоналу синхрофазотрона ОИЯИ за обеспечение возможности проведения данной работы, операторам и руководителю эксплуатационной группы ксеноновой пузырьковой камеры за получение фотографий, лаборантам Л.И. Масловой, И.А. Миролюбовой, И.Н. Поновой, Н.К. Смирновой, Г.А. Стройковой, А.Г. Чекменевой за проведенные измерения, сотрудникам ВЦ ОИЯИ за выполнение необходимых вычислений на ЭВМ, Г.А. Ососкову и З.М. Косаревой за проведение вычислений по методу Монте-Карло, а также Г.И. Копылову, И.М. Граменицкому за консультации, полезные обсуждения и поддержку в работе и Л.А. Тихоновой за обсуждение результатов работы и большую помощь в измерениях и обработке материала.

Л и т е р а т у р а

1. T.I. Kanarek, E.I. Maltsev, T. Nagy, A. Prokes, G.M. Stashkov, E.P. Ustenko, U.N. Shkobin. *Proceed. of the International Conf. on High Energy Accelerators*. CERN, 1959.
2. L. Behr and R. Mittner. *Nuclear Inst. and Meth.*, 20, 446 (1963); L. Behr, R. Mittner and Musset. *Phys. Lett.*, 4, 22 (1963).
3. В.В. Бармин, А.Г. Долголенко, Ю.С. Крестников, А.Г. Мешковский, Ю.П. Никитин, В.А. Шебанов. *ЖЭТФ*, 45, 1879 (1963).
4. Я. Даныш, З. Стругальский, О. Чижевский. Препринт ОИЯИ, Р-1144, Дубна (1962).
5. Y.Y. Lee, W.D. Moeds, Jr. В.Р. Rose, D. Sinclair and I.C. Vander Velde. *Phys. Rev. Lett.*, 11, 508 (1963); C. Becchi and G. Morpurgo. *Phys. Rev. Lett.*, 13, 110 (1964). R.A. Zdanis, L. Madansky, R.W. Kraemer, S. Hertzbach and R. Strand. *Phys. Rev. Lett.*, 14, 721 (1965).
6. Г.И. Копылов. Препринт ОИЯИ, Р-2451, Дубна, 1965.
7. И.М. Граменицкий, Т. Канарек, Е. Лоскевич, А.С. Мартынов, Б. Ничипорук, З.С. Стругальский, Г.Л. Семашко, Т. Семячук, Л.А. Тихонова, К. Эскрейс. XIII Международная конференция по физике высоких энергий в Дубне, 1964 г.
8. Б. Ничипорук, Б. Словинский, З. Стругальский. Препринт ОИЯИ, 2803, Дубна, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 сентября 1966 г.

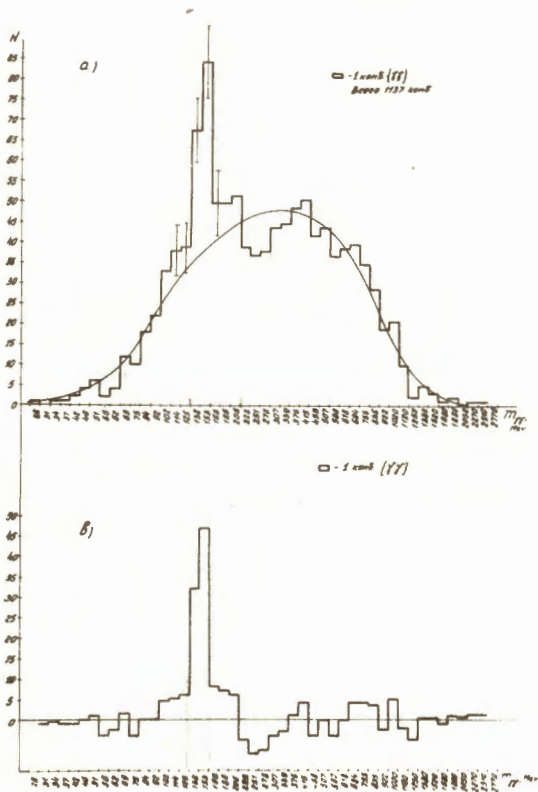


Рис.1. а) Распределение $m_{\gamma\gamma}$. Плавная кривая - фон, полученный по методу Монте-Карло.
 б) Распределение $m_{\gamma\gamma}$ после вычитания фона.

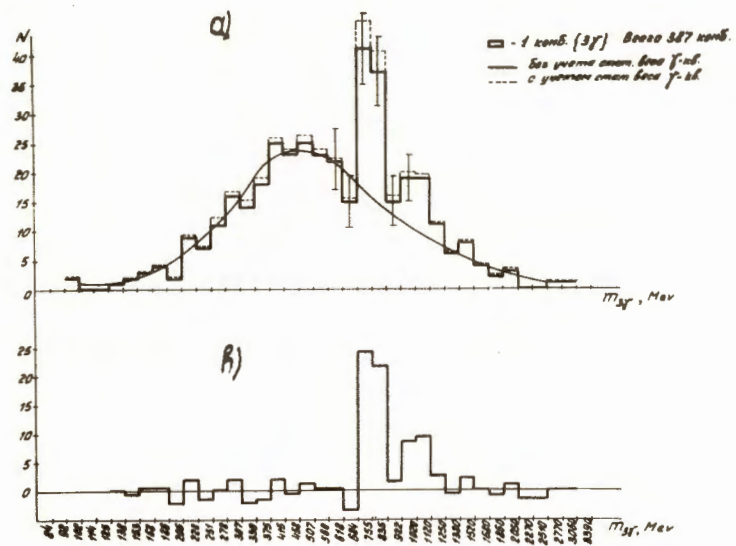


Рис.2. а) Распределение $m_{\beta\gamma}$.
 б) Распределение $m_{\beta\gamma}$ после вычитания фона.

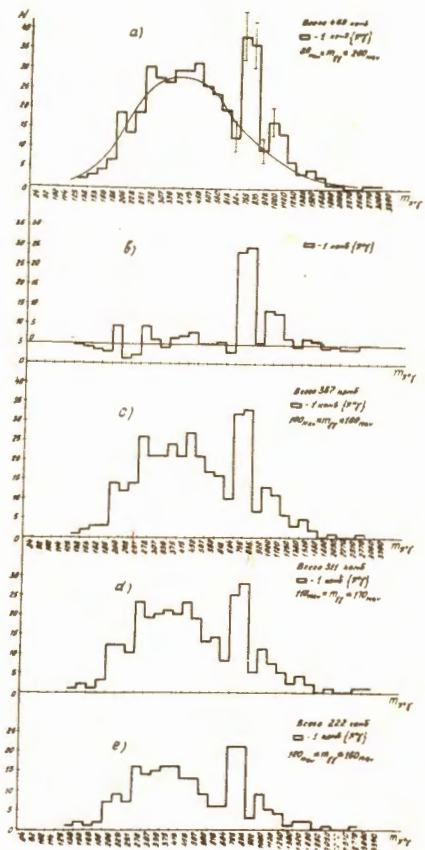


Рис.3. а), б), в), д), е). Распределения $m_{\beta\gamma}$ при сужении "ворот" для разрешенных значений $m_{\beta\gamma}$.

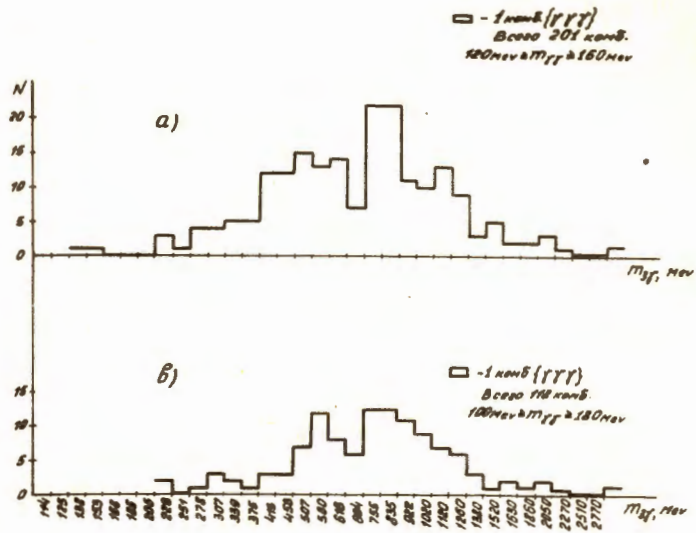


Рис.4. Распределение $n_{\gamma\gamma}$, когда ни одна из трех $\gamma\gamma$ -комбинаций не дает значения $n_{\gamma\gamma}$, попадающего в интервал
а) $120 \text{ МэВ} \leq M_{\gamma\gamma} \leq 180 \text{ МэВ}$, б) $100 \text{ МэВ} \leq M_{\gamma\gamma} \leq 180 \text{ МэВ}$.

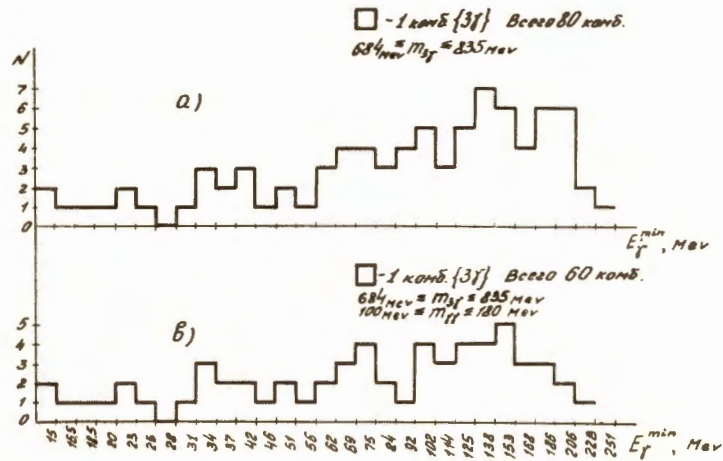


Рис.5. а), б) Одномерное распределение по E_{γ}^{\min} в системе покоя ω^0 .

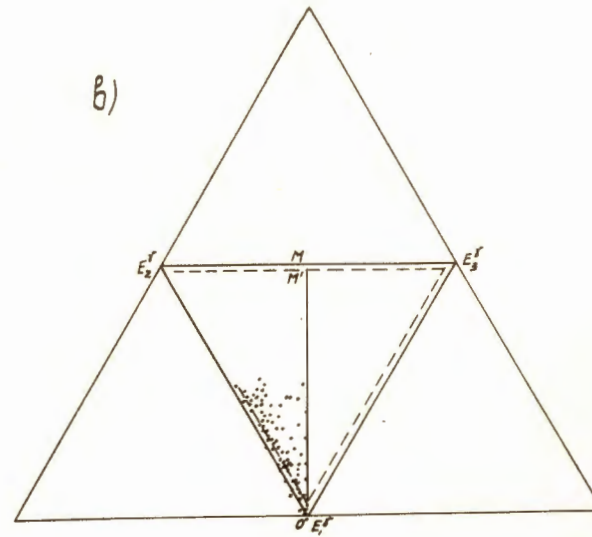
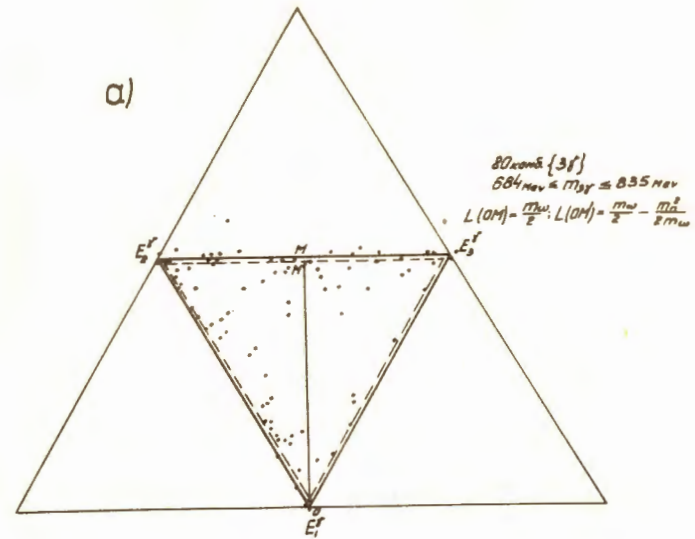


Рис.6. Двумерное распределение точек по фигуре Далитца для распада $\omega^0 \rightarrow 3\gamma$ в системе покоя ω^0 .
а) нет упорядочения по энергии γ -квантов,
б) есть упорядочение по энергии γ -квантов: $E_1 < E_2 < E_3$.

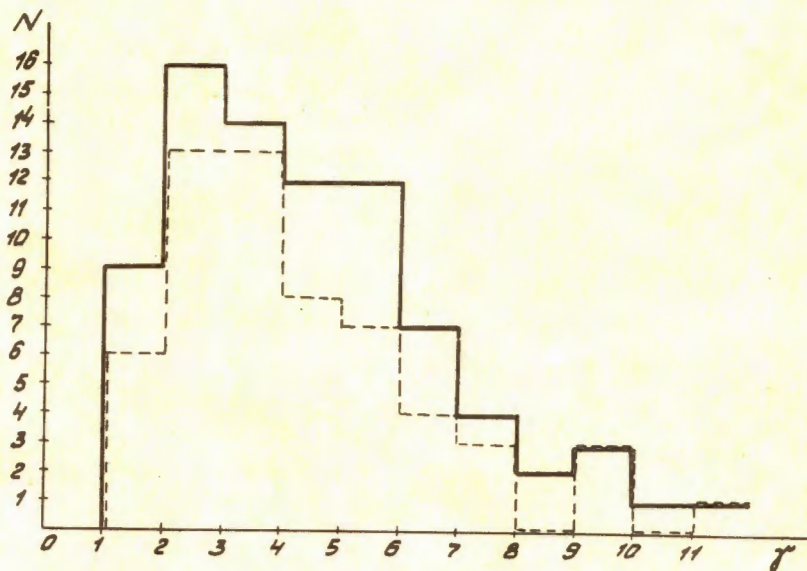


Рис.7. Распределение ω^0 по величине $y = \frac{E\omega^0}{m\omega^0}$. Сплошная линия - распределение для $\pi^0\gamma$ -комбинаций, взятых на рис. 3а из интервала $684 \text{ Мэв} \leq m_{\pi^0\gamma} \leq 835 \text{ Мэв}$; Пунктирная линия - распределение для $\pi^0\gamma$ -комбинаций, взятых на рис. 3е из того же интервала $684 \text{ Мэв} \leq m_{\pi^0\gamma} \leq 835 \text{ Мэв}$.