

сообщения
Объединенного
Института
Ядерных
Исследований
Дубна

3669 / 2-80

4/8-80

1 - 13012

ИЗМЕРЕНИЕ
ПАРЦИАЛЬНОЙ ШИРИНЫ РАСПАДОВ $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$.
ПОИСК И ИССЛЕДОВАНИЕ
ПРОЦЕССОВ КУМУЛЯТИВНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
 η -И ω -МЕЗОНОВ.
ПРОВЕРКА ДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
СОХРАНЯЮЩИХСЯ КВАНТОВЫХ ЧИСЕЛ
(Проект эксперимента на синхрофазотроне ОИЯИ)

1980

Архипов В.А. и др.

I - 13012

Измерение парциальной ширины распадов $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$.
Поиск и исследование процессов кумулятивного образования η - и ω -мезонов. Проверка динамических свойств сохраняющихся квантовых чисел./Проект эксперимента на синхрофазотроне ОИЯИ/

Теоретический анализ с позиций квантовой теории поля показывает, что все распады мезонов основного октета объясняются с удовлетворительной точностью. Исключением является распад $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$, для которого расхождение с экспериментом достигает трех порядков. Предлагаемый эксперимент посвящен выяснению указанного расхождения. Вторая изучаемая проблема связана с выяснением роли мультибарионных кластеров. Ожидаемый эффект заключается в том, что в области фрагментации налетающего ядра должно наблюдаться увеличение выхода векторных мезонов с ростом кумулятивности. Для решения указанных задач предлагается использовать 90-канальный черенковский масс-спектрометр ОИЯИ, состоящий из сцинтилляционных счетчиков, пропорциональных проволочных искровых камер и счетчиков из свинцового стекла.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1980

Arkhipov V.A. et al.

I - 13012

Measurement of Partial Width of $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ Decays.
Search for and Investigation of Processes of Cumulative Production of η - and ω -Mesons. Check Up of Dynamical Properties of Conserved Quantum Numbers (the Proposal of Experiment on the JINR Synchrophasotron)

Theoretical analysis from the quantum theory point of view indicate that all decays of main octete mesons are interpreted with satisfactory accuracy, except of the $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ decay for which the discrepancy with experiment is as high as three orders. The next experiment is proposed on clearing up the role of multibaryon clusters. The expected effect is that in the region of impinging nucleus fragmentation the increase in the yield of vector mesons with cumulativity growth should be observed. To solve these tasks the JINR 90-channel Cherenkov mass-spectrometer is planned to be used. It consists of scintillation counters, proportional wire spark chambers and of lead glass counters.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1980

I. ВВЕДЕНИЕ

1. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРЦИАЛЬНОЙ ШИРИНЫ РАСПАДОВ $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$. ПРОВЕРКА КИРАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Теоретическое объяснение распада $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ представляет значительные трудности по сравнению с объяснением многих других распадов мезонов основного октета. Неслучайно поэтому, что число работ, посвященных описанию этого процесса, довольно мало по сравнению с работами, исследующими другие распады. Это является следствием того факта, что наиболее распространенные и эффективные методы низкоэнергетической физики, такие, как алгебра токов, различные варианты киральных моделей и моделей доминантности векторных мезонов, здесь работают плохо или приводят к резко заниженному результату для вероятности этого распада^{/1/}. Теоретический анализ с позиций квантовой киральной теории поля, которая хорошо объясняет большое число низкоэнергетических процессов и свойств мезонов^{/2/}, показывает, что все распады мезонов основного октета объясняются с удовлетворительной точностью. Исключением является распад $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$, для которого расхождение с экспериментом достигает трех порядков. Это заставляет более внимательно отнестись, с одной стороны, к теоретическим оценкам, с другой стороны, к современным экспериментальным данным^{/3/}. Очень важно выяснить, с каким из двух возможных процессов следует связывать распад $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$: с распадом $\eta \rightarrow \gamma \gamma$, в котором появляется еще одна сильная вершина /пионная/, или с распадом $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, где заряженные пионы могут взаимно поглотиться и родить фотонную пару. В первом случае следует ожидать, что вероятность распада $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ будет приблизительно на порядок меньше, чем у $\eta \rightarrow \gamma \gamma$, как это и зафиксировано в эксперименте^{/3/}. Во втором случае вероятность распада $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ будет в α^2 раз меньше, чем $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, т.е. составит приблизительно 10^{-2} эВ вместо 26 эВ, приведенных в^{/3/}. Анализ на основе киральной квантовой теории поля показывает, что реализуется последняя связь, т.е. процесс $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ идет только через пионные петли, а не через барионные.

Такое большое расхождение теоретических предсказаний киральной теории с экспериментом представляет собой единственный случай среди остальных результатов описания всех важнейших распадов основного мезонного октета. Этот факт делает необходимым более тщательную проверку эксперимента.

2. ПОИСК И ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КУМУЛЯТИВНОГО ОБРАЗОВАНИЯ η - И ω -МЕЗОНОВ, ПРОВЕРКА ДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СОХРАНЯЮЩИХСЯ КВАНТОВЫХ ЧИСЕЛ

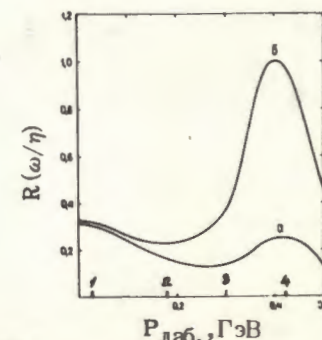
Среди широкого круга проблем физики кумулятивных процессов представляет большой интерес изучение кумулятивной генерации резонансов и в первую очередь векторных мезонов / ρ , ω и т.д./ в связи с возможностью наблюдения в указанных процессах динамических свойств сохраняющихся квантовых чисел^{/5/}. Согласно калибровочному принципу описания взаимодействий^{/8/} локальное обобщение внутренних адронных симметрий приводит к безмассовым векторным полям, константы связи которых должны удовлетворять условию универсальности, т.е. должны быть пропорциональны соответствующим квантовым числам. Следуя Сакураи^{/7/} стало общепринятым отождествлять поля ρ -, ω - и ϕ -мезонов с теми калибровочными полями, константы связи которых должны быть пропорциональны соответствующим компонентам изоспина и линейной комбинации /из-за нарушения SU(3)-симметрии и смешивания синглет-октетных состояний/ квантовых чисел B и Y. Массы векторных мезонов подтверждают нарушение локальной калибровочной инвариантности теории. Тем не менее экспериментальная проверка универсальности констант связи ρ - и ω -мезонов дает обнадеживающие результаты^{/8/}. В пределах 20-30% "дираковская" ρ -мезон-нуклонная константа связи согласуется с константой связи перехода фотон- ρ -мезон и $\rho\pi\pi$. Распространение идей универсальности на процессы кумулятивной генерации векторных мезонов представляет интерес по двум причинам. Во-первых, с точки зрения дополнительной проверки динамической симметрии, во-вторых, как способ выяснения в процессах кумулятивного образования частиц^{/10-13/} роли мультибарионных кластеров /т.е. виртуальных состояний типа кваркового "мешка" с барионным числом $B \geq 2$ /. Ожидаемый эффект заключается в том, что в области фрагментации налетающего ядра /или ядра-мишени/ должно наблюдаться существенное увеличение выхода векторных мезонов с ростом кумулятивности. Константы связи нейтральных векторных мезонов с барионным кластером, которые являются продуктами фрагментации этого кластера, должны быть пропорциональны барионному числу, гиперзаряду или изотопспину. Можно ожидать, что численные величины этих констант возрастут с увеличением числа нуклонов в кластере. Этот эффект, по-видимому, сильнее всего будет проявляться для ω -мезонов из-за относительно большой величины константы связи ωNN , а также вследствие того, что изотопспины складываются как

векторы, в то время как барионные числа и гиперзаряды - как скаляры. С целью уменьшения неопределенности при анализе данных можно рассмотреть отношение инвариантных инклюзивных сечений кумулятивной генерации ω - и η -мезонов $R(\omega/\eta)$ во взаимодействиях ядро-ядро в области фрагментации налетающего ядра /или ядра-мишени/.

$$d(a) + A \rightarrow \left\{ \begin{matrix} \omega \\ \eta \end{matrix} \right\} + X. \quad /1/$$

Для иллюстрации универсальности взаимодействий и эффектов усиления выхода ω -мезонов были рассмотрены два случая, когда $B^2=1$ и $B^2=4$. Кривая б/ на рис. 1 соответствует $\eta=4$ и иллюстрирует динамические свойства барионного заряда в области кумулятивной генерации ω -мезонов. Падение отношения $R(\omega/\eta(P_{\text{лаб}}))$ при $P_{\text{лаб}} > 4,5$ ГэВ/с объясняется приближением к кинематической границе. Участие в реакции кластеров с числом нуклонов больше двух /в ядрах с $A > 2$ / приведет к значительному увеличению выхода ω -мезонов /фактор возрастания $B^2 \geq 9$ / и, следовательно, к увеличению отношения $R(\omega/\eta)$ с ростом $P_{\text{лаб}}$.

Рис. 1. Отношение выходов ω - и η -мезонов ($R(\omega/\eta)$) в зависимости от импульса мезона в л.с.к. Кривая /а/ соответствует $B^2=1$. Кривая /б/ соответствует $B^2=4$ и иллюстрирует динамические свойства барионного заряда.



В заключение следует отметить, что

1. Экспериментальное изучение кумулятивной генерации векторных мезонов позволяет проверить ряд важных гипотез, имеющих отношение к динамике мультибарионных систем и физике взаимодействия адронов.

2. Изучение генерации ω -мезонов в зависимости от атомного номера фрагментирующих ядер также представляет большой интерес. Если предсказания ряда моделей /см., например, /9/ / в отношении возрастания величины "m" в функциональной зависимости A^m с ростом порядка кумулятивности окажутся правильными, то благодаря фактору усиления B^2 возрастание этой величины для ω -мезонов может оказаться больше, чем в реакциях кумулятивного образования псевдоскалярных мезонов.

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АППАРАТУРА

Для решения указанных выше задач: измерения парциальной ширины распадов $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$, поиска и исследования процессов кумулятивного образования η - и ω -мезонов и других попутных процессов-создается новая установка - масс-спектрометр на 130 каналов "Массер-130". Новая установка рассчитана на регистрацию с высокой конверсионной эффективностью и координатной точностью двух и более γ -квантов в условиях больших загрузок /для потоков до 10^7 частиц в секунду на мишень/. Схема экспериментальной аппаратуры приводится на рис. 2. Установка включает:

1. Детектор пучковых частиц, состоящий из телескопа сцинтилляционных счетчиков и шести пропорциональных камер.
2. Детектор γ -квантов, состоящий из 20 больших пропорциональных камер, двух сцинтилляционных годоскопов /40 элементов/, 28 счетчиков из свинцового стекла и годоскопа черенковских γ -спектрометров из свинцового стекла /90 элементов/.
3. Мишени-счетчики / H_2 или CH /.
4. Счетчики окружения мишени.
5. Электронную аппаратуру.
6. Комплекс ЭВМ с внешними устройствами.
7. Контрольные и калибровочные устройства.
8. Различные вспомогательные устройства.

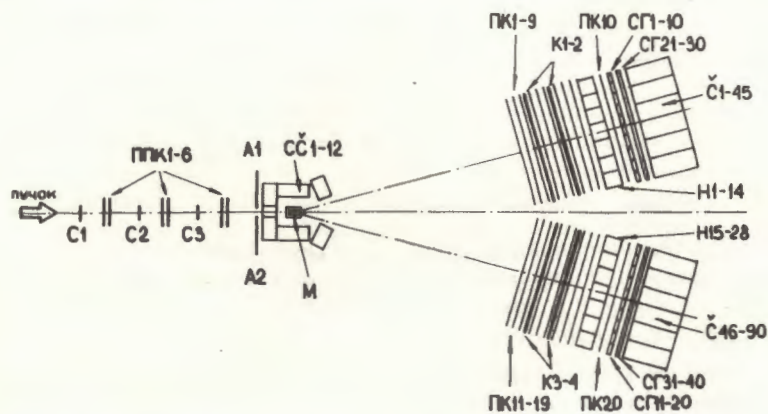


Рис. 2. Схема установки "Массер-130", С - сцинтилляционные счетчики, СГ - годоскопические сцинтилляционные счетчики, Н и С - черенковские счетчики из свинцового стекла, ПК - пропорциональные камеры.

1. ДЕТЕКТОР ПУЧКОВЫХ ЧАСТИЦ

а/ Телескоп сцинтилляционных счетчиков. Мониторирование пучка производится с помощью трех сцинтилляционных счетчиков С1-С3 размерами $0,5 \times 5 \times 5$ см³, работающих в режиме совпадений с временным разрешением 5 нс. Для исключения срабатывания установки от рассеянных частиц /гало пучка/ используется два счетчика, образующих отверстие размером 5×5 см² и работающих в режиме антисовпадений с временным разрешением 20 нс.

б/ Пучковые пропорциональные камеры. Для определения направления первичных частиц используется 6 однокоординатных пропорциональных камер ПК1-ПК6 размерами 15×15 см². Сигнальные проволоки в камерах располагаются на расстоянии 3 мм и позволяют локализовать координату налетающих частиц с точностью ± 1 мм. При базе 300 см это позволяет определить направление заряженной частицы с точностью около 0,3 мрад.

2. ДЕТЕКТОР γ -КВАНТОВ

а/ Пропорциональные камеры. Для определения направления вторичных частиц / γ -квантов/, генерируемых в мишени или образующихся в результате распада резонанса, в установке используются 18 пропорциональных камер ПК1-ПК9 и ПК11-ПК19 с размерами рабочей области 100×100 см² / 170×170 см² в случае одноплечевого варианта установки/. Камеры группируются по 3. Между группами из трех камер устанавливаются латунные конверторы суммарной толщиной до 1 рад.ед. В каждом из двух плеч установки имеется по 9 камер. Точность локализации координат частиц камерами при шаге намотки сигнальных электродов 2 мм-не менее ± 1 мм. При регистрации γ -квантов направление конверсионной пары измеряется группой из трех камер. Точность измерения направления γ -кванта определяется толщиной конвертора, и для конвертора толщиной 0,3 рад.ед. и $E_e = 2$ ГэВ имеет величину порядка 3 мрад.

б/ Координатные детекторы. Для увеличения конверсионной эффективности установки при регистрации γ -квантов, в особенности в случае процессов, в которых образуются три и более γ -квантов, используется координатный детектор, состоящий из двух годоскопов черенковских счетчиков из свинцового стекла, Н1-Н14 и Н1-Н28, размерами $14 \times 8 \times 60$ см³ для конвертирования γ -квантов /толщина стекла вдоль пучка состав-

ляет 3,2 рад.ед./ и пропорциональных камер ПК10 и ПК20. Гамма-кванты, не проконвертировавшие в конверторах К1-К4, с вероятностью, близкой к 100%, конвертируют в счетчиках Н1-Н28. По центру тяжести образующейся лавины пропорциональные камеры ПК10 и ПК20 позволяют определить координату и соответственно угол вылета γ -кванта из мишени. Точность локализации координаты γ -кванта в камерах ПК10 и ПК20 составляет, по оценкам, несколько мм.

в/ Черенковские γ -спектрометры. Энергия γ -квантов измеряется γ -спектрометрами полного поглощения из свинцового стекла С1-С45 и С46-С90. При определении энергии γ -кванта сигналы соответствующих детекторов Н1-Н14, Н15-Н28 и С1-С45, С46-С90 суммируются. Общее количество γ -спектрометров - 90. Спектрометры работают независимо и группируются по 45 в каждом из двух каналов. Радиатор спектрометра имеет гексагональную форму с радиусом вписанной окружности 8,75 см и длиной 35 см /14 рад.ед./. Энергетическое разрешение спектрометров, измеренное на пучке электронов в диапазоне энергий 2-4 ГэВ, равно $\Delta E/E = \pm(5/\sqrt{E})\%$, где E - энергия электронов в ГэВ.

г/ Годоскопические сцинтилляционные счетчики. Для увеличения эффективности запусков установки и пространственно-временной селекции событий используются два двухкоординатных годоскопа, СГ1-10, СГ21-30 и ГС11-20, СГ31-40, с общим числом элементов, равным 40. Размеры одного элемента - $2 \times 10 \times 100$ см³. Годоскопические сцинтилляционные счетчики располагаются между координатными детекторами Н и черенковскими γ -спектрометрами С и работают в режиме совпадений с временным разрешением 20 нс.

3. МИШЕНЬ-СЧЕТЧИК

Для определения координаты точки взаимодействия в установке используются мишень-счетчики.

а/ Мишень-счетчик из полистирола (СН). Мишень-сцинтилляционный счетчик состоит из 5-10 независимо работающих сцинтилляционных счетчиков толщиной 0,5 см /или 1,0 см/ и поперечными размерами 5x5 см². Это позволяет определить точку взаимодействия налетающей частицы вдоль пучка с точностью $\pm 2,5$ мм /или ± 5 мм/.

б/ Жидководородная мишень-счетчик. Жидководородная мишень-счетчик представляет собой цилиндр длиной до 50 см и внутренним диаметром 7 см. Общее количество вещества стенок

в перпендикулярном к пучку направлении - 0,005 рад.ед. Толщина входного /выходного/ окна - 450 мкм. Точность локализации координаты взаимодействия /вдоль пучка/ ± 3 см.

4. СЧЕТЧИКИ ОКРУЖЕНИЯ МИШЕНИ

Счетчики окружения мишени используются для дискриминации фоновых процессов, имитирующих исследуемую реакцию. Система счетчиков окружения состоит из 12 сцинтилляционных и 13 черенковских счетчиков из свинцового стекла размерами соответственно $0,5 \times 25 \times 50$ см³ и $15 \times 25 \times 50$ см³ /см. рис. 3/. Геометрическая эффективность системы окружения мишени равна 95%. Эффективность регистрации γ -квантов и заряженных частиц - 99%.

5. ЭЛЕКТРОННАЯ АППАРАТУРА

Регистрирующая электроника выполнена в стандарте "Вишня" и включает в себя:

- 1/ быструю электронику,
- 2/ спектрометрическую электронику,
- 3/ электронику искровых камер.

Установка работает на линии с ЭВМ типа "Hewlett Packard 2116B".

Электроника, осуществляющая связь с ЭВМ, представляет собой полную "ветвь" /7 крейтов/, выполненную в стандарте КАМАК.

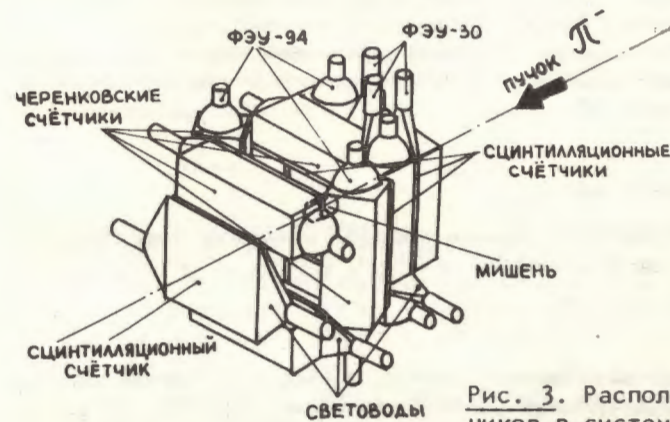


Рис. 3. Расположение счетчиков в системе окружения мишени.

6. ПУЧОК

а/ Пучок π^- -мезонов. В эксперименте предполагается использовать пучок π^- -мезонов, сформированный магнитооптическим каналом №30 /первый этап эксперимента/. Для исследования распадов $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ используется реакция



Для исследования процессов кумулятивного рождения π^0 - η и ω -мезонов служат реакции



и пучок дейтронов с энергией 8 ГэВ /4 ГэВ на нуклон/. В эксперименте будет использован выведенный пучок дейтронов / α -частиц/ в корпусе 205 синхрофазотрона /канал ВП-1/.

Для проведения методических измерений и калибровок аппаратуры применяются пучки протонов, π^- -мезонов и электронов.

7. ТРИГГЕР

Запуск установки производится, если имеет место совпадение С1. С2. С3. СГ1-10. СГ11-20. СГ21-30. СГ31-40. Н1-14. Н15-28. Ц1-45. Ц46-90 при условии, что энергия γ -квантов, выделившаяся в спектрометрах левого и правого каналов, и их сумма превышает некоторый порог, определяемый кинематикой процесса и условиями опыта. Полная задержка триггера составляет 490 нс. Ожидаемое число запусков установки при интенсивности пучка $2 \cdot 10^5$ частиц/цикл - не более одного и при интенсивности $2 \cdot 10^6$ - около 10.

8. ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА

Установка позволяет прямым образом измерять эффективную массу резонансов в реакциях $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$, $\eta \rightarrow \gamma \gamma$, $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ и др.

$$M^2 = (\sum E_i)^2 - (\sum P_i)^2, \quad /4/$$

где E и P - соответственно энергии и импульсы частиц распада резонанса. Относительная ошибка измерения эффективной массы при толщине конверторов 0,4 рад.ед. и средней энергии γ -квантов 0,9 ГэВ составляет $\pm 6\%$ /для реакции $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ /.

9. ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ

Геометрическая эффективность регистрации распадов $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ установкой оценивалась с помощью программы "FAMEL" /11/. Основные данные, используемые в программе:

1/ дифференциальное сечение реакции $\pi^- p \rightarrow \eta p$ при импульсе 3,3 ГэВ/с:

$$d\sigma/dt = A(1 - g^{-1} \cdot c \cdot t) e^{ct}, \quad /5/$$

где $A = 125$ мкб/ ГэВ/с², $g = 19\%$ и $G = 6/\text{ГэВ/с}^{-2}$ /12/;

2/ угловое распределение распадов $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$, изотропное в системе покоя η -мезона.

Результаты моделирования на ЭВМ показали, что эффективность регистрации установкой реакции /2/ равна $\epsilon_{\Gamma}(\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma) \approx 0,1\%$ и для реакций /3/ $\epsilon_{\Gamma}(\eta \rightarrow \gamma \gamma) \approx 3\%$ и $\epsilon_{\Gamma}(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) \approx 0,1\%$:

10. ОЦЕНКА КОЛИЧЕСТВА СОБЫТИЙ

Для оценки количества событий /распады $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ / были использованы экспериментальные данные для сечений образования и относительных вероятностей распадов резонансов, опубликованные в работах /3, 13/. При толщине мишени 5,6 г/см², геометрической эффективности $E_{\Gamma} = 0,1\%$ /реакция /2// и $E_k = 83\%$, где E_k - конверсионная эффективность, можно оценить количество событий за цикл ускорителя. Светимость равна:

$$L = N_{\pi} \cdot L_M \cdot \rho_M \cdot N_A \cdot 1/\text{моль}, \quad /6/$$

где N_{π} - число пучковых частиц за цикл ускорения, L_M - длина мишени в см, ρ_M - плотность вещества мишени в г/см³, N_A - число Авогадро, моль - вес одного моля вещества в граммах.

Количество событий за цикл ускорения равно:

$$N = \epsilon_{\Gamma} \cdot \epsilon_k \cdot L \cdot \sigma. \quad /7/$$

Подставляя в /7/ величины ϵ_{Γ} , ϵ_k , L и σ , имеем 0,045 события/цикл, или $1,6 \cdot 10^4$ событий за 10^3 час работы ускорителя. Однако для оценки эффективного числа зарегистрированных распадов $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ необходимо учесть: 1/ число π -мезонов в пучке /~88%/ , 2/ конверсию γ -квантов в мишени /~18%/ , 3/ эффективность программы /~60%/ и др.

Расчет ожидаемого числа событий для реакций /3/ производился для пучка дейтронов интенсивностью 10^7 частиц/цикл, мишени длиной 3,6 г/см², конверсионной эффективностью уста-

новки $\epsilon_k(\eta \rightarrow \gamma\gamma) = 0,31$, $\epsilon_k(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = 0,65$ и $\sigma(pp \rightarrow \eta pp) = 0,14$ мбн, $\sigma(pp \rightarrow \omega pp) = 0,17$ мбн. Оценки ожидаемых выходов для реакции /3/ без учета эффекта возрастания для ω -мезонов V^2 / при разных значениях кумулятивного числа Q и интенсивности пучка I приводятся в таблице.

Таблица

Q	$N(\eta \rightarrow \gamma\gamma)/\text{час}$	$/I = 10^6 \text{ част./цикл/}$	$N(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)/\text{час}$	$/I = 10^7 \text{ част./цикл}$
1,0		620		140
1,5		62		14
2,0		6		1,4

11. ОЦЕНКА ФОНА

а/ Для реакции /2/ фоновыми являются следующие процессы:

$$\pi^- p \rightarrow \eta p, \quad \eta \rightarrow 3\pi^0, \quad /8/$$

$$\pi^- p \rightarrow 3\pi^0 n, \quad /9/$$

$$\pi^- p \rightarrow 2\pi^0 n, \quad /10/$$

когда в телесный угол детекторов из 6 γ -квантов /или 4-х в случае /10// попадает четыре. Величины геометрической эффективности, полученные моделированием, для реакций /2/, /9/ и /10/ соответственно равны: $1,1 \cdot 10^{-3}$, $1,5 \cdot 10^{-4}$ и $3,8 \cdot 10^{-5}$.

Учитывая сечения реакций /2/, /9/ и /10/ и относительную вероятность распадов $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ и $\eta \rightarrow 3\pi^0$, необходимо дискриминировать фон от реакций /8/ и /9/ в 100 раз, если $V(\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma) = 3\%$, и в 10^3 раз, если $V(\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma) = 0,3\%$.

Результаты моделирования показывают, что геометрическая эффективность в случае реакции /9/, когда в телесный угол установки попадает 4 из 6 γ -квантов, в 10 раз меньше эффективности в случае $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ распадов. Дополнительное подавление фона от событий $3\pi^0$ производится с помощью ливневых счетчиков окружения мишени, которые регистрируют 2 из 6 γ -квантов, не попавших в телесный угол детектора. При коэффициенте "окружения" мишени счетчиками, равном 95%, и конверсионной эффективности 99,7% /6 рад.ед./ фактор по-

давления равен 170. Дальнейшее подавление фона от событий $3\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ производится благодаря различию энергетических и массовых распределений для процессов /2/, /8/, /9/ и /10/ /см. рис. 4 и 5/. По расчетам фон от распадов $3\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ и $2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ можно дискриминировать в 5 раз за счет разницы распределений по эффективной массе. Важным фактором дискриминации фона от событий $3\pi^0$ является анализ величины поперечных импульсов γ -квантов. Наибольшие значения поперечных импульсов γ -квантов от распадов $\pi^0\gamma\gamma$ и $3\pi^0$ отличаются в 1,3 раза. Фон от распадов $2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ /реакция /10// необходимо дискриминировать примерно в 50 раз, если $V(\pi^0\gamma\gamma) = 3\%$ и в 500 раз, если $V(\pi^0\gamma\gamma) = 0,3\%$.

Из расчетов следует, что 97% спектра эффективных масс $\gamma\gamma$ -событий в распадах $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ лежит в области $m_{\gamma\gamma} < 200$ МэВ /рис. 6/. Одним из критериев отбора $\pi^0\gamma\gamma$ -событий должно быть требование, чтобы одна из комбинаций $\gamma\gamma$ из 4 γ -событий имела инвариантную массу в интервале 135 ± 16 МэВ, а инвариантная масса второй пары γ -квантов превышала 200 МэВ. Указанный отбор, учитывая разрешение по эффективной массе установки, позволяет дискриминировать фон от реакции /10/ более чем на три порядка.

б/ Для реакции $dA \rightarrow \eta X$ фоновыми являются процессы: 1/ $dA \rightarrow \omega X$, $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$, когда из 3-х γ -квантов установкой регистрируются только два; 2/ $dA \rightarrow 2\pi^0 X$, когда из 4-х γ -квантов установкой регистрируются 2 γ -кванта.

Для реакции $dA \rightarrow \omega X$ фоновыми являются процессы: 2/ $dA \rightarrow 2\pi^0 X$ и 3/ $dA \rightarrow 3\pi^0 X$, 4/ $dA \rightarrow \eta 11' X$ и т.д., когда из 4- или 6 γ -квантов в телесный угол установки попадает 3 γ -кванта. Подавление указанных фоновых процессов производится применением энергетических и кинематических критериев отбора событий и с помощью детекторов окружения мишени, регистрирующих γ -кванты, не попавшие в телесный угол установки. По оценкам, детекторы окружения мишени и применение различных критериев отбора событий позволяют уменьшить фон до величины порядка 1-2% от эффекта.

12. ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Целью предлагаемого проекта является измерение парциальной ширины распадов $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ со статистикой, позволяющей однозначно идентифицировать указанный распад по кинематическим критериям. Существующие экспериментальные результаты /3/, полученные с помощью пузырьковых камер, оптических искровых камер и измерения времени пролета нейтронов, как

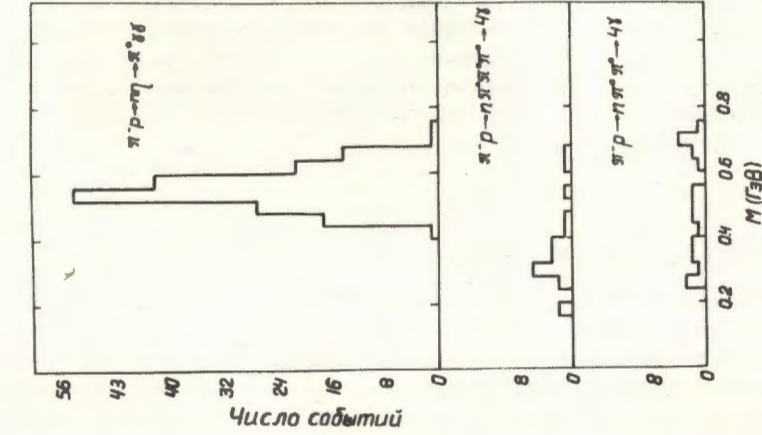


Рис. 4. Распределение по эффективной массе для реакций $\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$, $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$, $3\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ и $2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$, полученное моделированием методом Монте-Карло на ЭВМ.

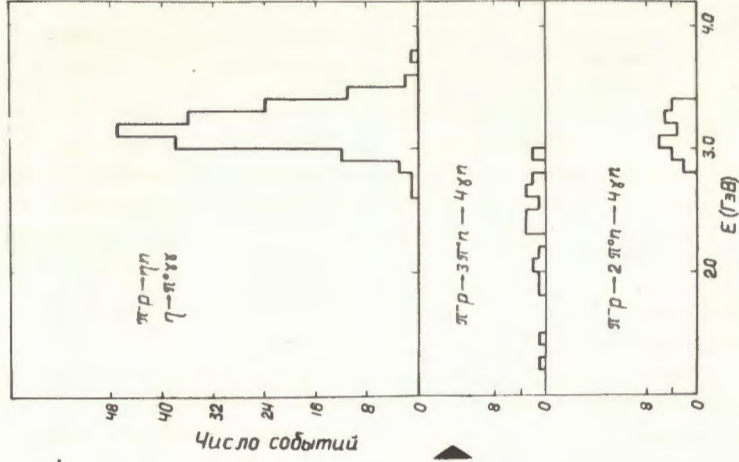
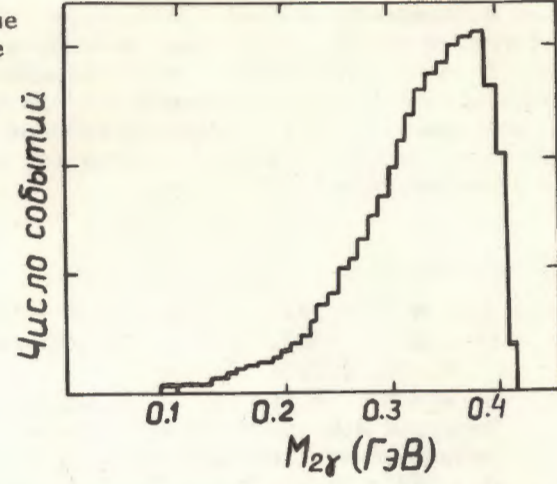


Рис. 5. Распределение по сумме энергий 4γ -квантов, полученное моделированием реакций $\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$, $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$, $3\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ и $2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$.

Рис. 6. Распределение по эффективной массе $\gamma\gamma$ -системы в распадах $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$.



уже отмечалось, основаны на небольшом статистическом материале, противоречивы и не позволяют однозначно судить об относительной вероятности распадов $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$. Среднее значение $B(\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma)$, по опубликованным экспериментальным данным, равно $1/3,1 \pm 1,1\%$ ^{3/}. В первом цикле измерений на пучке с интенсивностью $2 \cdot 10^5$ частиц/цикл предполагается подвергнуть экспериментальной проверке существующий в настоящее время результат^{3/}. Второй цикл измерений, в котором будет использован пучок пионов с интенсивностью до $5 \cdot 10^6$ частиц/цикл, позволит отодвинуть границу для $B(\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma)$ до уровня $< 0,3\%$. Для получения статистики около 7000 событий потребуется 10 часов работы ускорителя /У-10/ и примерно 400 часов /с малой интенсивностью пучка/ для настройки аппаратуры, пробных измерений и калибровок. Для обработки экспериментального материала, при ожидаемом числе триггеров около 10^6 , нужно примерно 400 ч на ЭВМ CDC-6500. Наряду с данными о процессе /2/ в измерениях будут попутно получены сведения и о реакциях $\pi^+\pi^- \rightarrow \eta\pi$, $\eta \rightarrow 3\pi^0$, $\pi^0 e^+e^-$, $\gamma\gamma$, γe^+e^- и др. Реакция $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ может быть использована для физической калибровки установки и привязки при определении относительной вероятности исследуемых мод распада.

Проблематика, связанная с поиском и исследованием процессов кумулятивного образования η - и ω -мезонов, представляет большой интерес, т.к. позволяет выяснить роль мультибарионных кластеров в реакциях кумулятивного образования частиц. Для решения этих задач, имеющих важное значение для теории, потребуется около 2000 ч ускорительного времени. Обработка экспериментального материала /включая моделирова-

ние исследуемых и фоновых процессов/, при ожидаемом числе триггеров порядка нескольких миллионов, потребует примерно 800 ч на ЭВМ CDC-6500. В этом эксперименте попутно будут исследованы процессы рождения нейтральных псевдоскалярных и векторных мезонов в нуклон-нуклонных, дейтрон-нуклонных и альфа-нуклонных взаимодействиях как в кумулятивной, так и в некумулятивной областях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dass N. Phys.Rev., 1973, D7, p.1458; Oppo G., Oneda S. Phys.Rev., 1967, 160, p.1397; Gounaris G. Phys.Rev., 1970, D2, p.2734.
2. Волков М.К. и др. УФН, 1976, 120, с.363; Волков М.К., Первушин В.Н. Существенно нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов. Атомиздат, М., 1978; Волков М.К., Эберт Д. ОИЯИ, E2-12255, Дубна, 1979.
3. Review of Particle Properties. Rev.Mod.Phys., 1976, 48, No.2.
4. Волков М.К., Первушин В.Н. ЯФ, 1975, 22, с.346.
5. Baldin A.M., Gerasimov S.G. JINR, E2-11804, Dubna, 1978.
6. Yang C.N., Mills R.L. Phys.Rev., 1954, 96, p.191.
7. Sakurai J.J. Ann.Phys. (N.Y.), 1960, 11, p.1.
8. Sakurai J.J. Phys.Rev.Lett., 1960, 17, p.1021; Hohler G. et al. Nucl.Phys., 1975, B95, p.210; Hohler G. Proc. of the XVIII Int. Conf.on High Energy Phys., Tbilisi, 1976, D1,2-10400, Dubna, 1977, p.A7-15; Levinson C., Lipkin H., Wall N. Phys.Rev.Lett., 1966, 17, p.1122; Lipkin H. Phys. Rev., 1973, D7, p.237.
9. Baldin A.M. Particles and Nuclei, 1977, v.8, issue 3, p.429.
10. Кириллов А.Д. и др. ОИЯИ, 9-9303, Дубна, 1975.
11. Мелкумов Г.Л., Хачатурян М.Н. ОИЯИ, 10-7960, Дубна, 1974.
12. Arkhipov V.V. et al. JINR, E1-11596, Dubna, 1978.
13. Guisan O. et al. Phys.Lett., 1965, 18, p.200.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 мая 1980 года.