

## Поиск запрещенного распада нейтрального пиона в три фотона в эксперименте NA62 (ЦЕРН)

К. Ю. Горшанов<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),  
физтех-школа физики и исследований им. Ландау

Россия, 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9

<sup>2</sup>Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)

Россия, 117312, Москва, В-312, проспект 60-летия Октября, 7а

(Поступила в редакцию 20.05.2022; подписана в печать 19.08.2022)

Цель настоящей работы заключается в оценке чувствительности эксперимента NA62 к поиску запрещенного распада  $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ , который позволяет протестировать принцип С-инвариантности в электромагнитных взаимодействиях. Текущий верхний предел на относительную вероятность данного распада составляет  $3.1 \times 10^{-8}$  с доверительным интервалом 90%. В качестве источника  $\pi^0$  в настоящей работе используется распад  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ . Была разработана идея отбора событий с тремя регистрируемыми продуктами после распада  $\pi^0$  на установке эксперимента NA62. Детектор эксперимента NA62 и физические процессы в нем моделировались методом Монте-Карло с помощью специализированного пакета Geant4. Оценка чувствительности эксперимента без учета фоновых событий оказалась на один порядок лучше, чем текущее ограничение на запрещенный распад. Были изучены основные фоновые процессы. Главный вклад в фоновые события вносит распад  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ ,  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ , когда фотон взаимодействует с экспериментальной установкой до калориметра, происходит образование электрон-позитронной пары, и 2 изолированных электромагнитных ливня в калориметре трактуются как 2 независимых фотона. Для подавления данного фона было реализовано отдельное вето. Была выделена сигнальная область и произведено сравнение Монте-Карло моделирования и экспериментальных данных вне сигнальной области. Получена оценка числа фоновых событий внутри сигнальной области. При строгих критериях отбора наблюдается нехватка Монте-Карло данных. Продолжается изучение фоновых событий с целью их усиленной Монте-Карло генерации.

PACS: 13.20.Cz.

УДК: 539.12...132

Ключевые слова: зарядовая четность, электромагнитное взаимодействие, запрещенный распад, верхний предел, нейтральный пион, фотон.

### ВВЕДЕНИЕ

Распад нейтрального пиона на 3 фотона запрещен в силу инвариантности электромагнитного взаимодействия относительно преобразования зарядовой четности. Теоретические работы [1–3] дают оценки для вероятности данного распада в пределах  $10^{-6} - 10^{-9}$ . Был проведен ряд экспериментов [4–7] по поиску данного распада. Первый полученный верхний предел на вероятность распада равнялся  $5 \times 10^{-6}$  с доверительным интервалом 90% [4]. Позже результат был улучшен, и текущий верхний предел равняется  $3.1 \times 10^{-8}$  с доверительным интервалом 90% [7]. Нарушения зарядовой четности обнаружено не было, и сейчас С-инвариантность электромагнитных взаимодействий включена в Стандартную модель. Тем не менее, важно проверять принцип С-инвариантности, если появляется эксперимент с такой возможностью.

В эксперименте с фиксированной базой NA62, основной целью которого является измерение вероятности редкого распада  $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ , была накоплена статистика  $2.7 \times 10^{12}$  распадов каонов [8]. Из-за различных триггеров, работающих параллельно при наборе

данных, возможен также поиск и изучение других процессов. Таким образом, данные можно использовать в том числе и для поиска распада  $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ .

Цель настоящей работы — оценить чувствительность эксперимента NA62 к поиску запрещенного распада  $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$  и проверить возможность улучшения текущего верхнего предела. В работе используются накопленные за 2016–2018 гг. экспериментальные данные. Детектор эксперимента NA62 и все физические процессы в нем моделируются методом Монте-Карло с помощью специализированного пакета Geant4.

В работе представлена стратегия отбора данного распада в экспериментальной установке. Также произведен анализ фоновых событий, реализовано дополнительное вето для подавления основного источника фона. В конце приведено сравнение Монте-Карло моделирования и экспериментальных данных, а также получена оценка на число фоновых событий внутри сигнальной области.

### 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В эксперименте используются пучки каонов с импульсом 75 ГэВ/с. Они получают из пучков протонов с импульсом 400 ГэВ/с из ускорителя SPS. Высо-

\* [gorshanov.kyu@phystech.edu](mailto:gorshanov.kyu@phystech.edu)

коэнергетические протоны из SPS сталкиваются с бериллиевой мишенью, в результате чего образуется порядка  $10^9$  частиц в секунду. Поступающий на установку NA62 пучок состоит на 70% из заряженных пионов, на 23% из протонов, на 6% из заряженных каонов и менее чем на 1% из заряженных мюонов. Устройство экспериментальной установки изображено на рис. 1. Идентификация каонов обеспечивается дифференциальным газовым черенковским счетчиком CEDAR вместе с системой идентификации фотонов KTAG. Данный детектор позволяет различить каоны, пионы и протоны в приходящем пучке заряженных частиц. Далее идет спектрометр GTK, который измеряет импульс, время и направление входящих каонов. За ним находится кольцевой детектор CHANTI, который отбрасывает фоновые события из неупругих взаимодействий пучка с GTK. После области, где происходят распады каонов, стоит спектрометр STRAW, который измеряет импульсы заряженных продуктов распада каонов. Установка также содержит вето систему фотонов, которая регистрирует фотоны, распространяющиеся под углами вплоть до 50 мрад по отношению к оси  $z$  детектора. Система состоит из четырех калориметров: LKг калориметра, фиксирующего большинство фотонов, LAV для фотонов, вылетающих под большими углами, а также калориметров IRC и SAC для перехвата фотонов, вылетающих под малыми углами к оси  $z$ . В установке присутствуют годоскоп NewCHOD и черенковский детектор RICH, который позволяет разделить пионы, мюоны и позитроны. Также в установке находится вето система мюонов, состоящая из адронных калориметров MUV1, MUV2 и плоскости сцинтилляционных плиток MUV3 позади слоя железа длиной 80 см. В конце установки стоит ловушка пучка. Кроме того, GTK и детекторы, окружающие область распада, находятся в вакууме, чтобы получать лучшее разрешение кинематических величин и избежать рассеяния пучка. Более детальное описание установки приведено в статье [9].

## 2. МЕТОД ПОИСКА РАСПАДА $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$

В качестве источника  $\pi^0$  используется распад  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0 (K2\pi)$ , который происходит с относительной вероятностью  $BR(K2\pi) = (20.66 \pm 0.08)\%$  [10].

Методика поиска событий состоит в следующем. Вначале отбирается единственный трек  $\pi^+$ . Далее при помощи спектрометров STRAW и GTK восстанавливается вершина распада каона. После этого применяются дополнительные критерии. Во-первых, ставится мюонное вето, используя адронный калориметр MUV3. Во-вторых, требуется отсутствие распадов  $\pi^+$  вблизи вершины распада  $K^+$ . В-третьих, происходит отбор  $\pi^+$  в электромагнитном калориметре LKг, используя отношение потерянной энергии к импульсу. Наконец, тре-

буется близость потерянной массы нейтрального пиона

$$M_{miss}(\pi^0) = \sqrt{(E_{K^+} - E_{\pi^+})^2 - (\mathbf{p}_{K^+} - \mathbf{p}_{\pi^+})^2} \quad (1)$$

к массе  $\pi^0$ . Далее происходит отбор фотонных кластеров в электромагнитном калориметре LKг. При данном отборе применяется ряд критериев: на совпадение времени кластеров и времени трека в интервале  $\pm 1$  нс, на расстояние между кластерами, энергию кластеров, расстояние от кластеров до проекции трека  $\pi^+$  на LKг. Требуется, чтобы отобранных кластеров было ровно три. После селекции применяются дополнительные кинематические условия отбора на импульс продуктов распада каона, поперечный импульс продуктов распада по отношению к импульсу каона, а также на инвариантную массу продуктов распада. Кроме того, был рассмотрен другой вариант селекции, когда отбираются и случаи с одним потерянным фотоном, то есть устанавливается требование на 2 или 3 отобранных кластера в калориметре. Результатом данного подхода стало увеличение ожидаемого фона на один порядок по сравнению с предыдущей селекцией. Поэтому в применяемой селекции отбирается ровно 3 кластера в калориметре.

После применения всех описанных критериев акцептанс сигнала  $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$  составляет:

$$Acc(\pi^0 \rightarrow 3\gamma) = 0.09 \quad (2)$$

Ошибки составляют около 10%.

Используя полученный акцептанс сигнала, можно вычислить параметр чувствительности к одному событию (Single Event Sensitivity). По определению параметра мы предполагаем идеальную ситуацию, когда фона нет, а из  $N_{K^+} = 5.3 \times 10^{10}$  распадов каонов было зарегистрировано ровно одно сигнальное событие:

$$\begin{aligned} \text{Single Event Sensitivity} &= \\ &= \frac{1}{N_{K^+} \times Acc(\pi^0 \rightarrow 3\gamma) \times BR(K2\pi)} = 1.0 \times 10^{-9} \end{aligned}$$

Полученная величина на один порядок лучше, чем текущий верхний предел. Следовательно, необходимо продолжать анализ и учитывать вклад фоновых событий.

## 3. АНАЛИЗ ФОНОВЫХ СОБЫТИЙ

Основным источником фона является распад  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$ , когда один из фотонов взаимодействует в детекторе до электромагнитного калориметра LKг. Образуется электрон-позитронная пара, которая дает 2 кластера в калориметре. Данные кластеры проходят критерии отбора и принимаются за фотоны. Таким образом фоновые события проходят селекцию, и могут трактоваться как сигнал.

При помощи Монте-Карло моделирования было получено, что в случае распада  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$

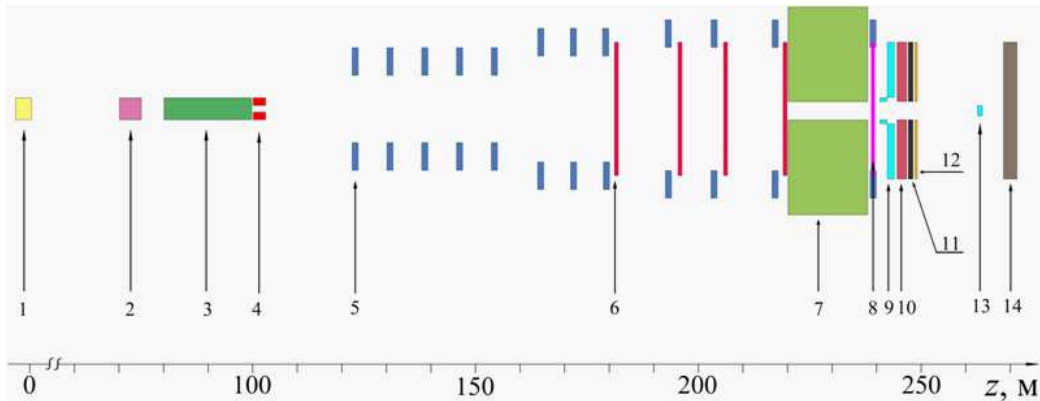


Рис. 1. Установка эксперимента NA62. 1 – мишень, 2 – КТАГ, 3 – GTK, 4 – CHANTI, 5 – LAV, 6 – STRAW, 7 – RICH, 8 – CHOD, 9 – IRC, LKr, 10 – MUV1, MUV2, 11 – слой железа, 12 – MUV3, 13 – SAC, 14 – ловушка пучка

хотя бы 1 фотон взаимодействует до NewCHOD в 71% случаев, и все фотоны достигают калориметра LKг без взаимодействий в 7% случаев. При этом исследовались все события, то есть без описанной ранее селекции. В случае распада  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0, \pi^0 \rightarrow 3\gamma$  хотя бы 1 фотон взаимодействует до NewCHOD в 82% случаев, и все фотоны достигают калориметра LKг без взаимодействий в 2% случаев.

Также стоит отметить два других вклада в фоновые события. Во-первых,  $\pi^+$  может создать больше, чем один кластер в электромагнитном калориметре, причем на большом расстоянии от точки попадания в LKг. Такой дополнительный кластер от  $\pi^+$  может быть отобран вместе с двумя фотонами от  $\pi^0$ . Во-вторых, существуют случаи, когда один фотон образует 2 кластера вследствие возникновения вторичного ливня в калориметре.

Для подавления последнего описанного вклада эффективным является условие отбора на расстояние между кластерами в калориметре. Чтобы подавить вклад с электрон-позитронной парой, можно усилить условие отбора на энергию кластеров и на расстояние между кластерами в калориметре, однако данный способ резко уменьшает сигнальный акцептанс.

Было исследовано, где чаще всего происходит взаимодействие фотонов в экспериментальной установке. На рис. 2 показано распределение конечной позиции фотонов для событий после прохождения всех критериев отбора. Распределение было получено с помощью Монте-Карло моделирования  $4.75 \times 10^7$  распадов  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . Из гистограммы видно, что большое число фотонов взаимодействует в STRAW спектрометре, что соответствует первому пику слева, а также на входе и выходе из черенковского детектора RICH, что соответствует области 219–237 м. Для исключения данных событий предлагается использовать вето, работающее с помощью годоскопа NewCHOD.

На данный момент реализовано два подхода к NewCHOD вето. Первый из них состоит в том, чтобы исключать события, если во временном окне  $\pm 2$

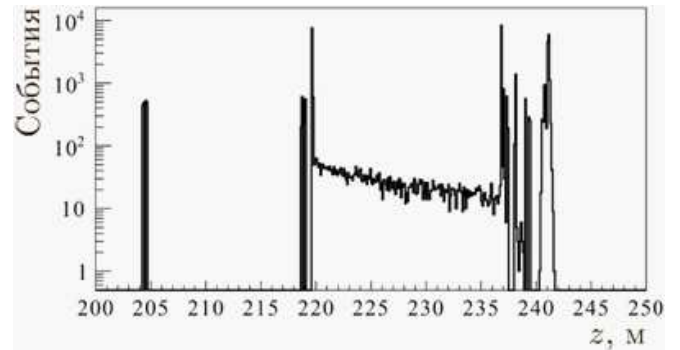


Рис. 2. Распределение конечной позиции фотонов вдоль оси  $z$  для событий после прохождения критериев отбора. Монте-Карло моделирование распада  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$

нс относительно времени трека найден хотя бы один кандидат в NewCHOD, не считая кандидата от  $\pi^+$ , то есть другая заряженная частица. Предполагается, что это электрон или позитрон после взаимодействия фотона в экспериментальной установке, и данные события не рассматриваются. Значение сигнального акцептанса до применения данного вето приведено в формуле (2), а уровень фона  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  составляет:

$$Acc(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = 4.5 \times 10^{-4}$$

Результаты после применения вето следующие:

$$Acc(\pi^0 \rightarrow 3\gamma) = 0.03 \tag{3}$$

$$Acc(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = 9.4 \times 10^{-6} \tag{4}$$

Использовалась Монте-Карло статистика из  $5 \times 10^5$  распадов  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0, \pi^0 \rightarrow 3\gamma$  и  $4.75 \times 10^7$  распадов  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . Видим, что детектирование фоновых процессов подавлено на 2 порядка. Однако сигнальный акцептанс понизился примерно на 67%. Причина кроется в том, что если хотя бы один из трех

фотонов провзаимодействовал до годоскопа, то событие считается фоновым.

Поэтому с целью увеличения сигнального аксептанса был реализован альтернативный подход к NewCHOD вето. Предлагается использовать геометрические корреляции с электромагнитным калориметром LКг. Для этого изучалось взаимное расположение проекций LКг кластеров на плоскость годоскопа и кандидатов NewCHOD. В зависимости от количества NewCHOD кандидатов выделялись разные типы событий. Вето было реализовано для случаев, когда кроме кандидата от  $\pi^+$  в годоскопе присутствует от одного до трех других кандидатов. Результаты после применения второго подхода к вето следующие:

$$Acc(\pi^0 \rightarrow 3\gamma) = 0.06$$

$$Acc(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = 2.8 \times 10^{-5}$$

После сравнения с (3), (4) видим, что сигнальный аксептанс вырос в 2 раза, однако и уровень фона увеличился соответствующим образом. Стоит отметить, что при усилении условий отбора на энергию или расстояние между кластерами в калориметре LКг ни одно из фоновых событий не проходит селекцию при использовании всей статистики Монте–Карло. Поэтому явно сказать, какой из подходов эффективнее, не представляется возможным. Данный вопрос будет рассмотрен отдельно для сигнальной области.

#### 4. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЯ

После изучения фоновых событий необходимо понять, описывает ли Монте–Карло моделирование экспериментальные данные. Для этого была выбрана сигнальная область. Использовалось Монте–Карло моделирование распада  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0, \pi^0 \rightarrow 3\gamma$ . На рис. 3 изображена гистограмма, на которой по оси абсцисс выведено распределение инвариантной массы продуктов распада  $M_{inv}(\pi^+ + 3\gamma)$ , а по оси ординат изображена инвариантная масса трех фотонов  $M_{inv}(3\gamma)$ . Под тремя фотонами предполагается три кластера, которые были выбраны в калориметре. Инвариантная масса трех фотонов рассчитывается следующим образом. Энергия кластеров берется из LКг калориметра. Для вычисления импульсов вводится вектор от вершины распада  $\pi^0$  до координат кластера в LКг, где для координаты по оси  $z$  берется передняя плоскость калориметра. Далее вектор нормируется на единицу, и импульс фотона задается как произведение проекций единичного вектора на энергию кластера.

Для данной гистограммы были применены условия отбора, использующиеся в анализе. Во-первых, был применено условие на энергию продуктов распада, чтобы она была близка к энергии каона в пределах 2 ГэВ. Во-вторых, поперечный импульс продуктов относительно каона должен быть меньше 15 МэВ.

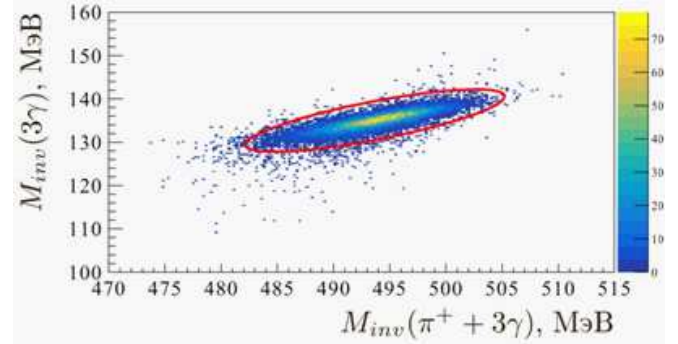


Рис. 3. Зависимость инвариантной массы продуктов распада каонов от инвариантной массы трех фотонов для Монте–Карло моделирования  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0, \pi^0 \rightarrow 3\gamma$ . Эллипсом обозначена выбранная сигнальная область

Также включено описанное ранее NewCHOD вето, использующее корреляции с LКг. Эллипсом обозначена сигнальная область, внутри которой находится больше 99% сигнальных событий.

Для сравнения Монте–Карло моделирования с экспериментальными данными использовалась Монте–Карло генерация распадов  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$  и  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$  ( $Ke3$ ) с относительной вероятностью  $BR(Ke3) = (5.07 \pm 0.04)\%$  [10]. Последний распад учтен, так как он проходит критерий отбора, связанный с потерянной массой  $\pi^0$  (1). Для каждого типа распадов рассматривалась статистика из  $4.75 \times 10^7$  распадов каонов. Использовался набор экспериментальных данных 2018 года, который составляет около 1% от общей доступной статистики эксперимента. Для данного набора экспериментальных данных также было вычислено число распадов каонов, которое составляет  $5.3 \times 10^8$ .

На рис. 4 изображена гистограмма, на которой представлены результаты Монте–Карло моделирования и экспериментальные данные. По оси абсцисс изображено распределение инвариантной массы трех фотонов  $M_{inv}(3\gamma)$ . Нормировка Монте–Карло данных произведена на число распадов каонов. На гистограмме изображены события вне сигнальной области. Поэтому при инвариантной массе, равной массе  $\pi^0$ , пика не наблюдается. Также при отборе событий были применены основные критерии, использующиеся в анализе: условие отбора на импульс и поперечный импульс продуктов распада каонов, условие отбора на инвариантную массу продуктов распада и NewCHOD вето. Из рис. 4 видно, что Монте–Карло моделирование согласуется с экспериментальными данными вне сигнальной области, и основной источник фоновых событий был учтен.

Далее будет показано, как Монте–Карло моделирование описывает экспериментальные данные для аномальных событий. Предположение состоит в том, что природа аномальных событий совпадает с природой основных фоновых событий, поэтому важно проверить,

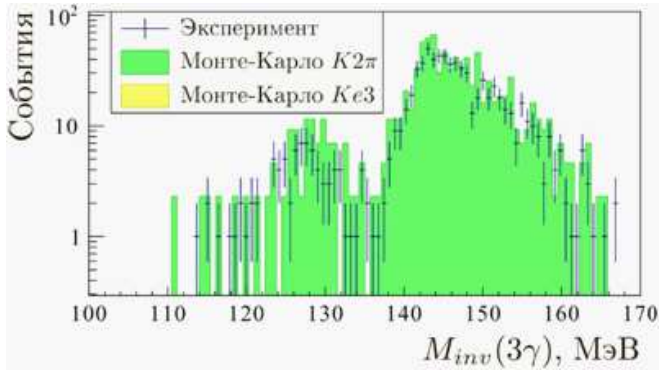


Рис. 4. Распределение инвариантной массы трех фотонов для экспериментальных данных и Монте-Карло моделирования вне сигнальной области после критериев отбора

описываются ли аномальные случаи Монте-Карло моделированием. Требуемые события можно получить при инвертировании условия отбора на импульс: импульс продуктов распада должен быть больше, чем импульс каона на 2 ГэВ. Условие отбора на поперечный импульс при этом отключено. При данном условии селекцию проходят случаи, когда в качестве третьего фотонного кластера в электромагнитном калориметре LKг отбирается кластер от  $\pi^+$ . На рис. 5 аналогично рис. 4 представлена гистограмма с распределением инвариантной массы трех фотонов. Теперь отбираются события не только вне сигнальной области, но и внутри нее. Из рис. 5 видно, что Монте-Карло моделирование согласуется с экспериментальными данными для отобранных аномальных событий.

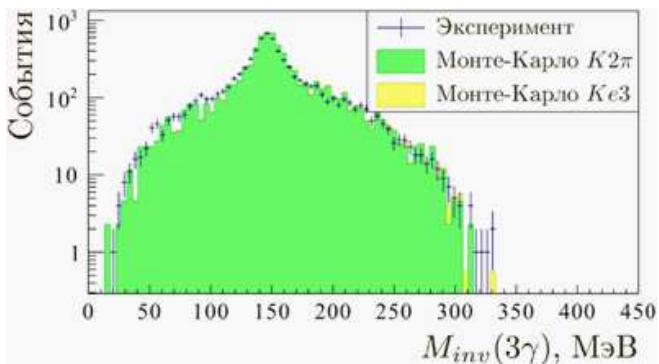


Рис. 5. Распределение инвариантной массы трех фотонов для экспериментальных данных и Монте-Карло моделирования во всей области после критериев отбора при инвертированном условии на импульс

После того, как мы убедились, что Монте-Карло моделирование описывает экспериментальные данные, необходимо получить оценку на число фоновых событий внутри сигнальной области.

## 5. ЧИСЛО ФОНОВЫХ СОБЫТИЙ В СИГНАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

В табл. 1 приведены оценки на число фоновых событий внутри сигнальной области для различных вариантов условий отбора на энергию  $E_{min}$  и расстояние между кластерами  $r_{min}$  в электромагнитном калориметре LKг. Было применено NewCHOD вето, использующее корреляции с LKг. В третьем столбце приведена оценка  $N_{K2\pi}$  для используемого набора данных 2018 года, который составляет около 1% от всей доступной статистики эксперимента. В последнем столбце приведена оценка для всей статистики. В четвертом столбце приведен сигнальный акцептанс  $Acc(\pi^0 \rightarrow 3\gamma)$  для различных вариантов условий отбора. Следует отметить, что для числа распадов каонов  $5.3 \times 10^{10}$  для конкурирования с текущим ограничением требуется, чтобы акцептанс был больше, чем  $3 \times 10^{-3}$ . Данное условие выполняется для всех строк таблицы. В последней строке не было найдено ни одного фоновых события в сигнальной области для всей Монте-Карло статистики. Для данного случая был рассчитан верхний предел с доверительным интервалом 90%.

Табл. 2 аналогична по своей структуре табл. 1, но при анализе было применено NewCHOD вето без использования калориметра. Рассмотрим вопрос об эффективности двух подходов к вето в сигнальной области. Например, при условии отбора кластеров с энергией более 3 ГэВ и расстоянием между кластерами более 300 мм в подходе без использования LKг не отбирается ни одного события, в то время как для вето с использованием LKг проходит около семи событий. Видно, что вследствие нехватки Монте-Карло статистики на данный момент невозможно определить, какой из подходов более эффективен.

Как видно из последних строк приведенных таблиц, основная проблема состоит в нехватке Монте-Карло статистики для оценки числа фоновых событий внутри сигнальной области. Поэтому далее будет проведено исследование и классификация фоновых событий, которые проходят селекцию при более слабых условиях на энергию и расстояние между кластерами в калориметре. Следующей задачей станет выделение особенностей таких фоновых событий, чтобы затем усиленно генерировать именно данный тип событий. После этого появится возможность получить оценку на число фоновых событий в сигнальной области при более строгих условиях отбора. Последним шагом будет получение оценки верхнего предела на вероятность запрещенного распада  $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ . Если оценка будет строже, чем текущее ограничение, то будет произведен точный расчет верхнего предела.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Выполнен анализ событий для поиска распада  $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$  в эксперименте NA62.

Таблица 1. Число фоновых событий в сигнальной области и сигнальный акцептанс в зависимости от условий отбора на энергию и расстояние между кластерами в калориметре LKг. Применено NewCHOD вето, использующее корреляции с LKг

$E_{min}$ , ГэВ	$r_{min}$ , мм	$N_{K2\pi}$ для 1% от всех данных	$Acc(\pi^0 \rightarrow 3\gamma)$	$N_{K2\pi}$ для всех данных
2	50	1546.3	0.040	154628
2	300	39.2	0.015	3918
3	300	6.9	0.013	691
4	200	9.2	0.020	922
4	300	< 5.3	0.011	< 530

Таблица 2. Число фоновых событий в сигнальной области и сигнальный акцептанс в зависимости от условий отбора на энергию и расстояние между кластерами в калориметре LKг. Применено NewCHOD вето без использования LKг

$E_{min}$ , ГэВ	$r_{min}$ , мм	$N_{K2\pi}$ для 1% от всех данных	$Acc(\pi^0 \rightarrow 3\gamma)$	$N_{K2\pi}$ для всех данных
2	50	589.9	0.020	589994
2	300	11.5	0.007	1152
3	300	< 5.3	0.006	< 530

2. Был разработан алгоритм, который отбирает цепочку распадов  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0, \pi^0 \rightarrow 3\gamma$  для событий, прошедших триггеры эксперимента NA62, и подавляет фоновые события с использованием системы критериев отбора.

3. Была получена чувствительность эксперимента к поиску распада  $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$  без учета фоновых процессов.

4. Описаны источники фоновых событий. Приведены результаты применения вето, использующего годоскоп и подавляющего основной источник фона.

5. Применяв критерии отбора, был получен спектр инвариантной массы трех фотонов для экспериментальных данных и Монте-Карло моделирования. Выяснено, что Монте-Карло моделирование согласуется с экспериментальными данными вне сигнальной области, а также во всей области при отборе аномальных событий с инвертированным условием на импульс.

6. Главная проблема состоит в нехватке статисти-

ки Монте-Карло для оценки числа фоновых событий в сигнальной области, которая может быть решена путем усиленного Монте-Карло генерирования фоновых событий. Для этого будет произведен более подробный анализ фоновых событий, проходящих отбор, и выделение их кинематических особенностей.

#### Благодарности

Автор выражает благодарность профессору доктору физ.-мат. наук Ю. Г. Куденко, профессору доктору физ.-мат. наук Е. А. Гудзовскому и канд. физ.-мат. наук А. Т. Шайхиеву.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант: 19-72-10096.

Статья была представлена на Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2022» и рекомендована к печати.

[1] Bernstein J., Feinberg G. and Lee T. D. // Phys. Rev. 1965. **139**, 6B. P. 1650.  
 [2] Tarasov A. V. // J. Nucl. Phys. 1967. **5**, 3. P. 445.  
 [3] Galfi L., Marx G. // Acta. Phys. 1967. **22**. P. 99.  
 [4] Duclos J., Freytag D., Schlupmann K. et al. // Phys. Lett. 1965. **19**, 3. P. 253.  
 [5] Auerbach L. B., Highland V. L., Johnson K. F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1978. **41**, 5. P. 275.  
 [6] Highland V. L., Auerbach L. B., Haik N. et al. // Phys. Rev. Lett. 1980. **44**, 10. P. 628.

[7] McDonough J., Highland V. L., McFarlane W. K. et al. // Phys. Rev. D. 1988. **38**, 7. P. 2121.  
 [8] The NA62 collaboration, Cortina Gil E., Kleimenova A. et al. // J. High Energ. Phys. 2021. **2021**, 6. P. 93.  
 [9] Cortina Gil E., Martin Albarran E., Minucci E. et al. // JINST 2017. **12**, 5. P05025  
 [10] Particle Data Group, Zyla P. A., Barnett R. M. et al. // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020. **2020**, 8. 083C01

## The search for forbidden decay of neutral pion in 3 photons in NA62 (CERN) experiment

K. Y. Gorshanov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Phystech School of Fundamental and Applied Physics, Moscow Institute of Physics and Technology  
Moscow Region, Dolgoprudny, 141701, Russia*

<sup>2</sup>*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences*

*Moscow, 117312, Russia*

*E-mail: gorshanov.kyu@phystech.edu*

The aim of this paper is estimation of sensitivity of NA62 experiment towards the search for forbidden decay  $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ , which allows to test C invariance in electromagnetic interactions. Current upper limit of the probability of the decay is  $3.1 \times 10^{-8}$  with 90% confidence interval.  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$  decays are used as a source of  $\pi^0$ . The idea of selection of events with 3 products after  $\pi^0$  decay in NA62 detector was developed. NA62 detector and all physical processes were modelled with Monte Carlo method using Geant4. Estimation of experiment sensitivity without consideration of background events is 1 order better, than current upper limit on the forbidden decay. Main background processes were studied. Main contribution in background events is  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$  decay, when photon interacts with detector, and electron-positron pair is created. Specific veto was developed to suppress these background events. The signal region was selected. Comparison of Monte Carlo simulation and experimental data was done. The estimation of number of background events inside signal region was obtained. With strong selection criteria the lack of Monte Carlo events is observed. Analysis of background events is being continued in order to intensively generate more Monte Carlo events.

PACS: 13.20.Cz.

*Keywords:* C invariance, electromagnetic interaction, forbidden decay, upper limit, neutral pion, photon.

*Received 20 May 2022.*

### Сведения об авторе

Горшанов Константин Юрьевич — лаборант; e-mail: gorshanov.kyu@phystech.edu.

---