ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем им. В. П. Джелепова

На правах рукописи

Степаненко Юрий Юрьевич

МЕТОДЫ УВЕЛИЧЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ РЕДКОГО РАСПАДА $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ E391a

Специальность: 01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: доктор физико-математических наук Русакович Николай Артемьевич

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Особенности изучения распада $K_L^0 o \pi^0 \nu \tilde{ u}$	11
1.1 Феноменология СР-нарушения в системе нейтральных каонов	11
1.2 СР-нарушение в рамках Стандартной Модели	14
1.3 Распад $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ в рамках Стандартной Модели	19
1.4 Распад $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ за рамками Стандартной Модели	22
1.5 История экспериментального изучения распада $K_L^0 o \pi^0 \nu \tilde{\nu}$	24
Глава 2. Эксперимент Е391а	27
2.1. Особенности регистрации событий $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$	27
2.2. Пучок <i>К</i> ⁰ -мезонов на ускорителе КЕК	31
2.3. Экспериментальная установка	34
2.3.1 Электромагнитный CsI-калориметр	34
2.3.2 Вето детектор заряженных частиц калориметра	37
2.3.3 Главный баррель	37
2.3.4 Передний баррель	40
2.3.5 Детекторы, расположенные вдоль пучка	42
2.3.6 Пучковые детекторы	45
2.4 Вакуумная система	47
2.5 Триггеры	49
2.5.1 Физический триггер	49
2.5.2 Другие триггеры	50
2.6 Система сбора данных	51
2.7 Набор данных	53
2.7.1 Сеансы набора физических данных	53
2.7.2 Калибровочные мюонные сеансы	54
2.7.3 Ceaнс с фиксированной Аl-мишенью	54
Глава 3. Процедура анализа данных в эксперименте Е391а	56

3.1 Восстановление событий	56
3.1.1 Восстановление характеристик у-квантов	56
3.1.2 Восстановление π^0 -мезона	59
3.1.3 Коррекция энергии и координат попадания у-квантов	60
3.2 Характеристики сигнальных и фоновых событий	63
3.2.1 Фоновые распады <i>К</i> ⁰ _{<i>L</i>} -мезона	63
3.2.2 Фоновые события от взаимодействий частиц пучка	65
3.2.3 События $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$	67
3.3 Критерии отбора событий $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$	67
3.3.1 Ограничения на энерговыделение в вето детекторах установки	68
3.3.2 Ограничения на кинематические величины распада	70
Глава 4. Метод восстановления угла попадания у-квантов в главный	CsI-
калориметр установки	78
4 1 Восстановление угла попалания у-квантов с использованием GRNN-	
нейронной сети	78
4.2 Восстановление массы распавшейся частицы $X \to \gamma \gamma$	84
4.3 Исследование основных источников фоновых событий	88
Глава 5 Матал автоматицасиой оптимизании ипитариав отбора событий	i 92
тлава 5. містод автоматической оптимизации критериев отобра соовтий	
5.1 Генетическое программирование	93
5.2 Метод автоматической оптимизации критериев отбора событий	94
Глава 6. Повторный анализ данных эксперимента Е391а	101
6.1 Отбор переменных и вычисление углов ү – квантов	101
6.2 Автоматическая оптимизация критериев отбора событий	102
6.3 Оценка чувствительности установки и вклада фоновых событий	105
Заключение	110
Список литературы	112

Введение

Актуальность работы

Любая модель, описывающая физику элементарных частиц основана на ряде симметрий, инвариантность элементарных процессов относительно которых подразумевает определенный характер физических законов. Согласно теореме Нетер, каждой симметрии физической системы соответствует некоторый закон сохранения, например, из однородности пространства следует закон сохранения импульса, из однородности времени системы вытекает закон сохранения энергии.

Из множества симметрий можно выделить несколько фундаментальных, которые представляют наибольший интерес и играют важную роль в физике элементарных частиц: пространственная чётность *P*, зарядовое сопряжение *C*, симметрия по отношению к обращению времени *T*, а также их комбинация.

До 1954 г. считалось что пространственная четность P является универсальной симметрией, однако накопленные экспериментальные данные о слабых распадах K^+ в состояния 2π и 3π , имеющие различные четности, свидетельствовали о нарушении симметрии [10]. Сохранение P-четности было опровергнуто окончательно в эксперименте Ц. Ву и др. [11] в процессе β -распада Co^{60} . В 1957 г. Л. Ландау, для решения проблемы нарушения пространственной четности предложил заменить P-симметрию на комбинированную CP-симметрию, которая связывает заряд частицы с ее пространственными характеристиками.

В 1964 г., группой Дж. Кронина, В. Фитча и др. было обнаружено что CPчетность может быть нарушена в распадах нейтральных долгоживущих каонов K_L^0 [12]. Их открытие показало, что слабые взаимодействия нарушают не только пространственную чётность P, но также и комбинированную CP-симметрию. Подтверждение этого факта было окончательно получено в 1999 году в экспериментах KTeV [13, 14] и NA48 [15].

Долгое время никаких других распадов, кроме *К*-мезонов, подтверждающих нарушение *СР*-симметрии не было обнаружено. Однако в 2001 году, в

экспериментах BaBar и Belle наблюдалось нарушение *CP*-симметрии в распадах *B*мезонов. Позднее, в 2007, эти эксперименты подтвердили наличие прямого *CP*нарушения в системе *B*-мезонов [16, 17].

Исследования механизмов нарушения *СР*-инвариантности играют важную роль для понимания и построения современной теории элементарных частиц. В рамках Стандартной Модели эффект *СР*-нарушения объясняется лишь наличием комплексной фазы в матрице Кабиббо-Кобаяши-Маскавы (матрица ККМ), которая содержит параметры смешивания кварков разных поколений. Определение параметров этой матрицы в экспериментах по изучению слабых распадов является одной из главных задач физики высоких энергий, так как они позволяют более точно оценить величину *СР*-нарушения. Однако уровень предсказаний значения величины *СР* -нарушения в рамках Стандартной Модели является слишком низким и не может полностью объяснить наблюдаемое соотношение вещества и антивещества во Вселенной [18, 19]. Возможно, для объяснений этого дисбаланса необходимо существование новых физических процессов за рамками Стандартной Модели (так называемая Новая физика), которые будут являться дополнительными механизмами или источниками нарушения *СР*-симметрии.

Редкий распад нейтрального каона, $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$, считается идеальным процессом для изучения величины эффекта прямого СР-нарушения симметрии в рамках Стандартной Модели. Значение относительной вероятности распада $Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu})$ напрямую связано с вкладом *CP*-нарушающей компоненты η матрицы ККМ и позволяет с высокой точностью измерить ее величину (теоретическая неопределенность составляет ~1-2%), что является критическим тестом проверки параметров Стандартной Модели и поиска проявлений Новой физики [20]. Этот распад является ультраредким и еще не открыт, экспериментально определен только верхний предел его относительной вероятности. Согласно предсказаниям Стандартной Модели относительная вероятность распада составляет: $Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}) = (3.00 \pm 0.30) \times 10^{-11}$ [21].

Первым в мире экспериментом посвященным прямому изучению распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ является эксперимент E391a [22], который был проведен в Организации

по изучению высокоэнергетических ускорителей (КЕК) в Японии. В результате финального этапа обработки накопленных данных, коллаборацией был получен экспериментальный верхний предел вероятности распада: $Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}) < 2.6 \times 10^{-8}$ (90% *C.L.*) [6] (*C.L.* – *Confidence Level* - уровень достоверности).

Регистрация распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ является сложной экспериментальной задачей и сопровождается серьезными техническими трудностями, т. к. он характеризуется малой вероятностью и протекает на фоне большого количества других событий, которые в конечном состоянии могут имитировать сигнальный распад.

В эксперименте E391a такие фоновые процессы возникали в результате взаимодействия частиц пучка с материалом детекторов установки, а также были связаны с другими каналами распада K_L^0 , имеющих большую вероятность по отношению к искомому.

Данные обстоятельства налагают высокие требования на методы и алгоритмы анализа данных, т.к. они должны обеспечивать максимально глубокое выделение сигнальных событий (*S* – *signal*) - кандидатов на исследуемый распад, и одновременно эффективное подавление фоновых (*N* – *noise*). Это являлось важным фактором успеха эксперимента E391a для достижения максимальной чувствительности установки к регистрации распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$.

Одним из главных критериев при идентификации и оценке эффективности отбора событий $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ в анализе данных являлось значение величины *S*/*N*.

Цель и задачи работы

Целью диссертационной работы является разработка новых методов анализа данных эксперимента E391a, позволяющих увеличить чувствительность установки к искомому распаду и улучшить значение величины *S*/*N*.

Для достижения цели исследования, необходимо решить следующие задачи:

1. Исследовать основные характеристики сигнальных и фоновых событий в эксперименте.

6

- 2. Проанализировать распределения величин, применяемых в анализе данных для разделения фоновых и сигнальных событий.
- Разработать новые эффективные критерии отбора событий для выделения сигнальных и подавления фоновых процессов.
- 4. Для улучшения значения величины *S/N* провести оптимизацию критериев отбора для всех величин, используемых в анализе данных.

Основные положения, выносимые на защиту

- Модернизация и доработка метода восстановления угла попадания γквантов в главный CsI-калориметр установки E391a с использованием обобщённо-регрессионной нейронной сети (GRNN - Generalized Regression Neural Network).
- Процедура восстановления вершины распада и эффективной массы распавшейся частицы X → γγ на основе информации о восстановленных углах попадания γ-квантов в калориметр установки.
- Метод автоматической оптимизации критериев отбора событий в эксперименте E391a, основанный на применении генетического программирования.
- Повторный анализ данных эксперимента E391a с использованием методов восстановления угла попадания γ-кванта в калориметр при помощи нейронной сети и автоматической оптимизации критериев отбора событий на основе генетических алгоритмов.

Научная новизна и практическая значимость

1. Метод восстановления угла попадания у-квантов в калориметр установки позволил получить новые переменные для отбора событий в анализе $\Delta \theta_{\nu 1}, \ \Delta \theta_{\nu 2}$ данных эксперимента: разность между углом, восстановленным нейронной сетью И углом, полученным В предположении того, что инвариантная масса двух у-квантов равна массе π^0

- Впервые в эксперименте E391a были получены распределения по инвариантной массе распавшейся частицы X → γγ. Внедрение в анализ данных значений восстановленной массы позволило улучшить разделение сигнальных и фоновых событий.
- 3. Разработан новый метод оптимизации критериев отбора событий, позволяющий в автоматическом режиме на основе эволюционных вычислений находить наиболее подходящие оптимальные решения (критерии отбора) на основе значений величины S/N.
- 4. В результате интеграции разработанных методик и применения их в повторном анализе данных эксперимента, был получен 65% прирост в чувствительности установки E391a к регистрации распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$.

Разработанные методы могут быть с успехом применены в анализе данных эксперимента КОТО [23], который проводится на сегодняшний день на ускорительном комплексе J-PARC [24] в Японии. Эксперимент КОТО является продолжением эксперимента E391a и основан на аналогичной методике регистрации распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$.

Личный вклад соискателя в решении задач диссертации и получении основных результатов работы является определяющим.

Апробация и достоверность результатов

По теме диссертации было опубликовано девять работ [1-9], пять из которых изданы в реферируемых журналах, рекомендованных ВАК и входят в базу данных Scopus и РИНЦ. Результаты были представлены на следующих семинарах и международных конференциях:

- 1. Результаты исследований многократно докладывались на рабочих совещаниях коллаборации E391a: E391a video meeting (2008-2011), Дубна, Россия, E391a collaboration meeting (2008-2011), Цукуба, Япония.
- 2. XIV научная конференция молодых ученых и специалистов ОМУС-2010. Дубна, Россия. Восстановление массы π^0 в событиях $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ эксперимента E391.

- Гомельский научный семинар по теоретической физике, посвященный 100-летию со дня рождения Ф.И. Федорова, 20-22 июня 2011, Гомель, Беларусь. Некоторые особенности методики повторного анализа данных эксперимента E391.
- 4. The 2012 European School of Hight-Energy Physics, Анжер, Франция. Search for the $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ decay at E391 experiment.
- 5. KOTO collaboration meeting, 22.02.2013, Цукуба, Япония. E391a reanalysis
- 6. XVII научная конференция молодых ученых и специалистов ОМУС-2013, Дубна, Россия. Methods of increasing the efficiency of registration $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ decay in E391 experiment.
- 7. NEC-2013, Варна, Болгария. Methods for increasing the efficiency of registration $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ decay in the E391 experiment.
- 8. Семинар ЛЯП, 01.04.2015. Методика увеличения эффективности регистрации распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ в эксперименте E391.
- 9. 43-я сессия Программно-консультативного комитета по физике частиц, 15-16 июня 2015, Дубна, Россия. Methods of increasing the efficiency of registration of the rare decay $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ in the E391 experiment.
- 10. 118-я сессия Ученого совета ОИЯИ, 24-25 сентября 2015, Дубна, Россия. Methods of increasing the efficiency of registration of the rare decay $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ in the E391 experiment.
- 11. XXI Международная научная конференция молодых ученых и специалистов, 2-6 октября 2017, Дубна, Россия. Methods for increasing the efficiency of registration $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ decay in E391 experiment.
- 12. XIV Международная научная конференция «Молодежь в науке–2.0'17», 30 октября–2 ноября 2017, Минск, Беларусь. Увеличение эффективности регистрации распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ в эксперименте E391.
- 13. VII ежегодная конференция молодых ученых и специалистов «Алушта-2018». Методы увеличения эффективности регистрации редкого распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ в эксперименте E391.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 119 страниц, включает в себя 67 рисунков и 9 таблиц. Список литературы содержит 79 наименований.

1.1 Феноменология СР-нарушения в системе нейтральных каонов

Каоны - мезоны, содержащие один странный антикварк \bar{s} и один u – или d –кварк (антикаоны содержат один странный кварк s и один \bar{u} – или \bar{d} –антикварк). Впервые были обнаружены в 1947 году Д. Рочестером и К. Батлером [25].

Так как сильное взаимодействие сохраняет странность S, нейтральные каоны K^0 и \overline{K}^0 , образованные в процессе сильного взаимодействия, имеют хорошо определенное квантовое число S:

$$K^0 = \begin{pmatrix} d \\ \bar{s} \end{pmatrix} (S = +1), \tag{1.1}$$

$$\overline{K}^0 = \begin{pmatrix} \overline{d} \\ S \end{pmatrix} (S = -1).$$
(1.2)

$$CP|K^0\rangle = |\overline{K}^0\rangle \tag{1.3}$$

$$CP|\overline{K}^0\rangle = |K^0\rangle \tag{1.4}$$

Операция *CP*, действуя на состояния K^0 и \overline{K}^0 , дает (1.3) и (1.4), поэтому $|K^0\rangle$ и $|\overline{K}^0\rangle$ не являются собственными состояниям *CP*, однако можно образовать их линейные комбинации (1.5) и (1.6) с определенными *CP* собственными значениями (1.7) и (1.8).

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\overline{K}^0\rangle) \tag{1.5}$$

$$K_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|K^0\rangle - |\overline{K}^0\rangle \right) \tag{1.6}$$

$$CP|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\overline{K}^0\rangle) = |K_1\rangle \ (CP = +1)$$
 (1.7)

$$CP|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\bar{K}^0\rangle - |K^0\rangle) = -|K_2\rangle (CP = -1)$$
 (1.8)

Состояния K^0 и \overline{K}^0 определяются процессами их образования, тогда как K_1 и K_2 различаются по их распадам: K_1 (K_S – "короткоживущий") распадается на два пиона - $K_S \rightarrow 2\pi$ (CP = +1) с временем жизни $\tau_S = 0.9 \times 10^{-10}c$, в то время как $K_2(K_L - "долгоживущий")$ распадается не на два, а на три пиона - $K_L \rightarrow 3\pi$ (CP = -1) с временем жизни $\tau_S = 0.51 \times 10^{-7}c$. Отождествление физических мезонов K_S и K_L с K_1 и K_2 справедливо лишь в случае точного сохранения CP. Однако в 1964 г. [12] были обнаружены редкие, с относительной вероятностью порядка 10^{-3} , распады долгоживущего каона на два пиона $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$. При точной CP-инвариантности такой распад был бы запрещен. Последовавшие независимые эксперименты надежно подтвердили это открытие [13, 14, 15]. Таким образом, CPсимметрия должна нарушаться, т.к. K_L -мезоны распадаются на состояния как с положительной, так и с отрицательной четностью.

Существует два типа СР-нарушения - прямое и косвенное.

Косвенное СР-нарушение

Косвенное *СР*-нарушение проявляется в смешивании состояний *K*₁ и *K*₂, т.е. физические состояния представляют собой линейные комбинации собственных *СР*-состояний:

$$|K_{S}\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^{2}}}(|K_{1}\rangle + \varepsilon|K_{2}\rangle), \qquad (1.9)$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}(|K_2\rangle + \varepsilon|K_1\rangle), \qquad (1.10)$$

где параметр ε характеризует величину вклада состояния K_1 и K_2 в K_L и K_S соответственно. Отсюда следует что распад $K_L \rightarrow 2\pi$ определяется распадом малой доли примеси ε состояния K_1 по каналу $K_1 \rightarrow 2\pi$, что и вызывает нарушение *CP*-четности.

Измерения величины косвенного *СР*-нарушения были выполнены с использованием распадов нейтральных каонов в двухпионные состояния, путем измерения отношения их амплитуд:

$$\eta_{\pm} \equiv \frac{A(K_L^0 \to \pi^+ \pi^-)}{A(K_S^0 \to \pi^+ \pi^-)} = |\eta_{\pm}| e^{i\phi_{\pm}}$$
(1.11)

$$\eta_{00} \equiv \frac{A(K_L^0 \to \pi^0 \pi^0)}{A(K_S^0 \to \pi^0 \pi^0)} = |\eta_{00}| e^{i\phi_{00}}$$
(1.12)

Если бы имело место сохранение *CP* четности, то параметры $\eta_{+-} = \eta_{00} = 0$. Согласно [26] последние экспериментально измеренные значение параметров составляют:

$$|\eta_{00}| = (2.220 \pm 0.011) \times 10^{-3} [27], \qquad (1.13)$$

$$\left|\eta_{\pm}\right| = (2.232 \pm 0.011) \times 10^{-3} \ [28].$$
 (1.14)

Прямое СР-нарушение

Прямое *CP* нарушение наблюдается при прямом переходе из *CP* четного состояния в *CP* нечетное. В системе нейтральных каонов, такое нарушение *CP* симметрии означает что K_2 распадается на два пиона, а K_1 на три. Однако

сложность измерения прямого *CP*-нарушения заключается в том, что можно наблюдать только физическое состояние K_L^0 , но не K_2 непосредственно.

Доказательства существования прямого *СР*-нарушения в системе нейтральных каонов были получены при измерении параметра $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, который определяется двойным отношением ширин распадов $K_{L(S)} \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K_{L(S)} \rightarrow \pi^0\pi^0$:

$$\frac{\Gamma(K_L \to \pi^+ \pi^-) / \Gamma(K_S \to \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_L \to \pi^0 \pi^0) / \Gamma(K_S \to \pi^0 \pi^0)} \approx 1 + 6Re\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right), \qquad (1.15)$$

где ε' - параметр прямого *CP*-нарушения.

Ненулевое значение этого параметра свидетельствует о наличии прямого *СР*нарушения [29]. Текущее значение $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ [26]:

$$Re\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) = (1.66 \pm 0.23) \times 10^{-3}.$$
(1.16)

Параметры ε' и ε связаны с параметрами η_{00} и η_{+-} как:

$$\eta_{00} \approx \varepsilon - 2\varepsilon' \tag{1.17}$$

$$\eta_+ \approx \varepsilon + \varepsilon' \tag{1.18}$$

1.2 СР-нарушение в рамках Стандартной Модели

В Стандартной Модели [30, 31] Лагранжиан заряженного тока для слабых взаимодействий записывается в виде:

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left[\bar{u}_i V_{ij} d_j W^- + \bar{d}_j V_{ij}^* u_i W^+ \right], \tag{1.19}$$

где $u_i = (u, c, t)$ левонаправленные верхние кварки, $d_i = (d, s, b)$ левонаправленные нижние кварки, W^{\pm} - векторные бозоны, $V_{ij} - 3 \times 3$ унитарная матрица кваркового смешивания Кабиббо-Кобаяши-Маскава (ККМ матрица):

$$V_{\rm KKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}.$$
 (1.20)

При воздействии оператора *СР* на Лангранжиан он изменяется следующим образом:

$$\mathcal{L}_{CC} \xrightarrow{CP} \frac{g}{\sqrt{2}} \Big[\bar{d}_j V_{ij} u_i W^+ + \bar{u}_i V_{ij}^* d_j W^- \Big].$$
(1.21)

В случае, если $V_{ij} = V_{ij}^*$, то взаимодействие будет считаться инвариантным относительно преобразования *СР*. Однако, некоторые элементы матрицы ККМ являются комплексными, поэтому взаимодействие не является инвариантным.

ККМ матрица имеет девять параметров, количество которых может быть уменьшено путем их параметризации тремя углами смешивания θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} и *CP* нарушающей фазой δ . Стандартная параметризация матрицы ККМ выглядит следующим образом [32]:

$$V_{\text{KKM}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (1.22)$$

где $c_{ij} = cos \theta_{ij}$ и $s_{ij} = sin \theta_{ij}$.

Матрицу ККМ можно представить в другом виде, используя приближенную параметризацию Вольфенштейна [33], в которой каждый элемент представляется в виде разложения по параметру $\lambda = |V_{us}| = 0.220$:

$$V_{\text{KKM}} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4), \quad (1.23)$$

где η представляет собой комплексную фазу, которая связана с *CP*нарушением. В данном представлении матрица $V_{\rm KKM}$ определяется четырьмя параметрами: λ , A, ρ , η .

Условие унитарности матрицы ККМ (1.24) приводит к следующим соотношениям для ее элементов - (1.25), (1.26):

$$V_{\rm KKM}V_{\rm KKM}^* = V_{\rm KKM}^*V_{\rm KKM} = 1$$
(1.24)

$$V_{\text{KKM}}V_{\text{KKM}}^* = \sum_l V_{il}V_{jl}^* = \delta_{ij}, \qquad (1.25)$$

$$V_{\text{KKM}}^* V_{\text{KKM}} = \sum_i V_{il}^* V_{im} = \delta_{lm}, \qquad (1.26)$$

где i, j = u, c, t и m, l = d, s, b.

Положив l = d и m = b на основе (1.26) для недиагональных элементов можно получить:

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0. (1.27)$$

В параметризации Вольфенштейна данное соотношение может быть представлено геометрически в виде унитарного треугольника в комплексной плоскости ($\bar{\rho}, \bar{\eta}$) (рисунок 1.1), где:

$$\bar{\rho} = \rho \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right), \tag{1.28}$$

$$\bar{\eta} = \eta \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right). \tag{1.29}$$

Площадь *S* данного треугольника отлична от нуля из-за наличия *CP*нарушения и определяется величиной $S = J_{CP}/2$, где J_{CP} - параметр Ярлског [34], которая в свою очередь пропорциональна элементам ККМ матрицы связанными с *CP*-нарушением:

$$J_{CP} = |Im[V_{ud}V_{tb}V_{ub}^*V_{td}^*]|.$$
(1.30)



Рисунок 1.1 - Унитарный треугольник, построенный на основе матричных элементов ККМ в комплексной плоскости ($\bar{\rho}, \bar{\eta}$) [26].

Для представлений (1.22) и (1.23) матрицы ККМ величина *J_{CP}* определяется как:

$$J_{CP} = c_{12}c_{23}c_{13}^2 s_{12}s_{23}s_{13}sin\delta \simeq \lambda^6 A^2 \eta.$$
(1.31)

Таким образом значения *A*, λ и η определяют величину *CP*-нарушения в Стандартной Модели. Эти величины также используются в теоретических расчетах для предсказания относительной вероятности распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ (гл. 1.3).

Рассмотрим текущие экспериментальные значения параметров матрицы ККМ.

Значение $\lambda = |V_{us}|$ определяется из вероятностей распадов странных частиц. Текущее среднемировое значение величины соответствует $|V_{us}| = 0.2243 \pm 0.0005$ [26].

Значение *А* может быть определено с помощью λ и $|V_{cb}|$ используя (1.20) и (1.23). Параметр $|V_{cb}|$ рассчитывается с использованием полулептонных распадов *В*-мезонов: $|V_{cb}| = (42.2 \pm 0.8) \times 10^{-3}$ [26].

Ограничения на положение вершины унитарного треугольника ($\bar{\rho}, \bar{\eta}$), где $\bar{\rho}$ и $\bar{\eta}$ соответствуют (1.28) и (1.29), определяются из разных экспериментов.

Так, параметр $|\varepsilon|$ является параметром системы *К*-мезонов [35] и его можно выразить при помощи ($\bar{\rho}, \bar{\eta}$) как:

$$\varepsilon = \bar{\eta} A^2 B_K \left[1.248(1 - \bar{\rho}) A^2 \left(\frac{m_t}{170(GeV)} \right)^{1.52} + 0.31 \right]$$
(1.32)

где значение B_K - распадный параметр, который определяется из теоретических расчетов в КХД на решетках и соответствует 0.7625 ± 0.0097 [36].

Величина $sin2\phi_1$ определяется из системы *B*-мезонов [37] и вычисляется с использованием распадов $b \rightarrow c\bar{c}s$. Среднемировое значение, на основе результатов экспериментов BaBar [38], Belle [39] и LHCb [40], составляет:

$$sin2\phi_1 = 0.691 \pm 0.017.$$
 (1.33)

Как видно на рисунке 1.2, все ограничения на положение вершины ($\bar{\rho}, \bar{\eta}$) перекрываются в одной области. Измерения $sin2\phi_1$ и параметра $|\varepsilon|$ хорошо согласованы. В результате глобального фита [41] параметров параметризации Вольфенштейна, были получены следующие значения:

$$\lambda = 0.22453 \pm 0.00044, \qquad A = 0.836 \pm 0.015, \tag{1.34}$$

$$\bar{\rho} = 0.122^{+0.018}_{-0.017}, \quad \bar{\eta} = 0.355^{+0.012}_{-0.011}.$$
 (1.35)



Рисунок 1.2 - Ограничения на положение вершины ($\bar{\rho}, \bar{\eta}$) унитарного треугольника (1.27) в соответствии с последними экспериментальными измерениями [41]. ε_K соответствует значению параметра $|\varepsilon|$.

1.3 Распад $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ в рамках Стандартной Модели

Распад $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ относится к процессам, которые обусловлены нейтральными токами изменяющими кварковый аромат (FCNC – Flavor changing neutral current). В Стандартной Модели FCNC распады запрещены в древесном приближении, однако они могут происходить в высшем приближении по слабому взаимодействию за счет петлевых диаграмм с участием тяжелых кварков и промежуточных бозонов (рисунок 1.3).

Отметим главные особенности распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ [42, 43]:

- 1. Основной вклад в распад $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ вносит область очень малых расстояний ($r \sim 1/m_t, 1/M_Z$). Поэтому возможен достаточно точный учет сильных взаимодействий на кварковом уровне в рамках пертурбативной КХД с использованием логарифмического (LLO) и следующих за ним (NLO) приближений.
- 2. Для устранения неопределенностей, связанных с расчетами адронных матричных элементов, используются данные для хорошо изученного полулептонного распада $K^+ \to \pi^0 e^+ v$, куда входят очень близкие матричные элементы и их можно связать в рамках зарядовой симметрии. Таким образом, отношение $Br(K_L^0 \to \pi^0 v \tilde{v})/Br(K^+ \to \pi^0 e^+ v)$ слабо зависит от неопределенностей, связанных с учетом адронных процессов.
- 3. Теоретическая неопределенность в оценке вероятности $Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu})$ в рамках Стандартной Модели составляет 1 2% [44], поэтому этот распад называется еще "золотым распадом". В виду этого, даже малые отклонения в экспериментальном определении этой величины будут свидетельствовать о наличии Новой Физики [45].



Рисунок 1.3 - Диаграммы Фейнмана для процесса $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ [44].

- 4. Процесс $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ происходит в результате интерференции амплитуд FCNC распада $s \to d \nu \tilde{\nu}$ и характеризуется нарушением *CP*-симметрии, причем механизм прямого *CP*-нарушения является доминирующим, а вклад косвенного пренебрежимо мал [46].
- 5. Относительная вероятность распада $Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu})$ напрямую связана с параметром η матрицы ККМ, что позволяет с высокой точностью проверить параметры Стандартной Модели.
- 6. В рамках Стандартной Модели распад K⁰_L → π⁰νν ̂ очень подавлен и характеризуется малым значением его относительной вероятности (1.39), что открывает перспективы для поиска новых эффектов за рамками Стандартной Модели.

Из-за малого значения параметра ε , амплитуду распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ можно приближенно считать амплитудой процесса $K_2 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$:

$$A(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}) \simeq A(K_2 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}).$$
(1.36)

Так как K_2 является суперпозицией K^0 и \overline{K}^0 и вклад *t*-кварка в промежуточное состояние является доминирующим (рисунок 1.3), амплитуда может быть выражена следующий образом:

$$A(K_2 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left((K^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}) - (\overline{K}^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}) \right) \propto V_{td}^* V_{ts} - V_{ts}^* V_{td} \propto 2i\eta \quad (1.37)$$

Таким образом, относительная вероятность распада $Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu})$ пропорциональна параметру η^2 [47], который определяет величину *CP*-нарушения в рамках Стандартной Модели (рисунок 1.4):

$$Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}) = k_L \left[X\left(\frac{m_t^2}{m_W^2}\right) \right]^2 A^4 \eta^2, \qquad (1.38)$$

где $k_L = 1.8 \times 10^{-10}$, а $X(m_t^2/m_W^2)$ – функция для петлевых диаграмм.



Рисунок 1.4 - Вклад распадов *К*-мезонов в определение параметров унитарного треугольника (1.27).

На основе значений параметров матрицы ККМ, теоретическое предсказание для $Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu})$ в рамках Стандартной Модели составляет [21]:

$$Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}) = (3.00 \pm 0.30) \times 10^{-11}.$$
 (1.39)

1.4 Распад $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ за рамками Стандартной Модели

В 1997 году Y. Grossman и Y. Nir [48] предложили модельно-независимую оценку верхнего предела вероятности распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$, основываясь на его корреляции с распадом $K^+ \to \pi^+ \nu \tilde{\nu}$. Фейнмановские диаграммы для распада $K^+ \to \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ можно получить из диаграмм процесса $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ путем замены *d*-кварка на *u*-кварк.

Корреляция между этими распадами может быть получена на основе изоспиновой симметрии. Было получено модельно-независимое ограничение (так называемое Grossman-Nir ограничение) на $Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu})$, которое выражается как:

$$Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}) < 4.4 \times Br(K^+ \to \pi^+ \nu \tilde{\nu}).$$
(1.40)

Распад $K^+ \to \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ экспериментально был обнаружен в экспериментах E787 и E949 [49] проводимых в Брукхейвенской национальной лаборатории. На основе полученных экспериментальных данных, Grossman-Nir ограничение на $Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu})$ составляет:

$$Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}) < 1.46 \times 10^{-9}.$$
 (1.41)

Данное ограничение справедливо в любых расширениях Стандартной Модели.

На рисунке 1.5 изображена корреляция между относительной вероятностью распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ и $K^+ \to \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ в некоторых моделях Новой физики [50], выходящих за рамки Стандартной Модели.



Рисунок 1.5 - Корреляция между значениями Br(K⁺ → π⁺vṽ) и Br(K⁰_L → π⁰vṽ) в различных моделях Новой физики, выходящих за рамки Стандартной Модели [50]. Серые области соответствуют экспериментальным и Grossman-Nir ограничениям. Звездочкой отмечено значение относительной вероятности распада K⁰_L → π⁰vṽ в рамках предсказаний Стандартной Модели. Обозначения моделей: SM - Стандартная Модель, SM4 - Стандартная Модель с четвертым последовательным поколением, LHT- модель маленького Хиггса с Т-четностью, MVF - модель с минимальным нарушением аромата, RSc - модель Рэндалл-Сандрама.

Как видно из рисунка 1.5, в каждой из моделей существуют свои ограничения на области допустимых значений корреляции вероятностей распадов, что позволяет проверить каждую из них отдельно.

1.5 История экспериментального изучения распада $K^0_L o \pi^0 u ilde{ u}$

Первое экспериментальное изучение распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ было выполнено Литтенбергом [51] в 1989 году, при анализе данных эксперимента [12] по изучению распада $K_L^0 \to \pi^0 \pi^0$, в результате которого было получено первое экспериментальное ограничение на относительную вероятность распада:

$$Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}) < 7.6 \times 10^{-3}.$$
 (1.42)

В эксперименте KTeV, для поиска распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ было использовано два метода. Первый метод заключался в регистрации π^0 по моде $\pi^0 \to \gamma \gamma$. Для этого был проведен специальный однодневный сеанс, в результате обработки которого было получено ограничение [13]:

$$Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}) < 1.6 \times 10^{-6} \ (90\% \ C. \ L.).$$
 (1.43)

Второй метод заключался в регистрации π^0 используя моду $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$, в результате которого удалось получить более точное ограничение на значение верхнего предела [14]:

$$Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}) < 5.9 \times 10^{-7} \ (90\% \ C. L.).$$
 (1.44)

Первым в мире экспериментом, посвященным прямому изучению распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ является эксперимент E391a [22]. Во время эксперимента было проведено три сеанса набора данных.

В результате обработки первого сеанса набора данных Run-I было получено значение относительной вероятности распада [52]:

$$Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}) < 2.1 \times 10^{-7} \ (90\% \ C. L.).$$
 (1.45)

Чувствительность первого сеанса была ограничена из-за наличия огромного количества фоновых событий, образованных в результате провисания материала мембраны в область пучка. После исправления технических проблем, был проведен второй сеанс набора данных, в результате анализа которого значение $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu})$ составило [53]:

$$Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}) < 6.7 \times 10^{-8} (90\% \ C. L.).$$
 (1.46)

Используя полную статистику Run-II и Run-III, был проведен финальный анализ данных эксперимента E391a и получено экспериментальное значение ограничения на вероятность распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ [6, 26]:

$$Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}) < 2.6 \times 10^{-8} (90\% \ C.L.).$$
 (1.47)

На сегодняшний день, действующим экспериментом по изучению распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ является эксперимент КОТО [23] на ускорителе J-PARC, который является преемником эксперимента E391a.

Первый набор физических данных установкой КОТО был проведен в 2013 году (~100 часов), в результате которого была достигнута чувствительность на уровне эксперимента E391a [54]:

$$Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}) < 5.1 \times 10^{-8} (90\% \ C.L.).$$
 (1.48)

В результате обработки данных, накопленных установкой КОТО в 2015 году, было получено новое экспериментальное ограничение на $Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu})$, значение которого является самым точным в мире на сегодняшний день [55]:

$$Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}) < 3.0 \times 10^{-9} \ (90\% \ C.L.).$$
 (1.49)

В настоящий момент в эксперименте КОТО продолжается набор физических данных установкой и ведется анализ данных накопленных за 2016-2018 год.

Глава 2. Эксперимент ЕЗ91а

Главная цель поиска редкого распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ заключается в измерении величины его относительной вероятности с чувствительностью превышающую предсказания Стандартной Модели. Эксперимент Е391а является первым в мире экспериментом, посвященным прямому определению $Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu})$. До этого, процесса $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ проводились лишь косвенно, в качестве изучение второстепенной физической задачи в экспериментах [13, 14, 51], однако их чувствительности было недостаточно для его обнаружения. Поэтому главной E391a задачей эксперимента являлось создание И апробация нового экспериментального подхода для поиска распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$, который в дальнейшем позволит достигнуть величины чувствительности на уровне предсказаний Стандартной Модели.

2.1. Особенности регистрации событий $K_L^0 o \pi^0 u ilde{ u}$

В эксперименте E391a поиск событий $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ основан на регистрации детекторами установки сигналов от продуктов распада К_L⁰-мезонов "на лету" по схеме $K_L^0 \to \pi^0(\pi^0 \to \gamma \gamma) + \nu \tilde{\nu}($ "ничего"). Энергия И координаты двух образовавшихся γ -квантов от распада π^0 измерялись электромагнитным CsIкалориметром установки, а "ничего" подтверждалось отсутствием сигнала в герметичной вето системе детекторов, которая полностью окружала распадную область установки. Вершина распада Z_{VTX} восстанавливалась на оси пучка (X_{VTX} = *Y_{VTX}* = 0) в предположении о том, что инвариантная масса ЛBVX зарегистрированных γ -квантов равна массе π^0 (см. гл. 3.1.2). Чтобы уменьшить неопределенности в реконструкции координаты вершины распада в эксперименте был использован узкий коллимированный пучок (так называемый "pencil beam"), который в передней плоскости калориметра (~ 16 метров от мишени) имел сечение $\sigma = 40$ мм. Одним из критериев при идентификации сигнальных событий $K_L^0 \rightarrow$

 $\pi^0 \nu \tilde{\nu}$ являлось наличие восстановленной вершины распада Z_{VTX} и поперечного импульса P_T в "сигнальной области", которая представляет собой ограниченную кинематическую область прямоугольной формы в плоскости (Z_{VTX} , P_T) (рисунок 2.1) (см гл. 3.2.3).



Рисунок 2.1 - Схематическое изображение восстановления вершины распада π^0 . Красным прямоугольником отмечена сигнальная область в плоскости (Z_{VTX} , P_T).

Так как распад $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ характеризуется малым значением парциальной ширины (~10⁻¹¹), то он протекает на фоне большого количества других событий, которые в конечном состоянии могут его имитировать. Можно выделить две основные группы таких процессов.

Фоновые распады К⁰_L-мезона по другим каналам

В таблице 2.1 представлены основные наиболее вероятные каналы распада K_L^0 . Как видно из таблицы, только $K_L^0 \rightarrow \gamma \gamma$ в конечном состоянии содержит два γ -кванта. Все остальные моды распада K_L^0 сопровождаются либо заряженными частицами, либо дополнительными γ -квантами. Поэтому наличие эффективной герметичной вето системы детекторов для регистрации всех дополнительных частиц имеет важное значение для подавления фоновых событий.

Распады $K_L^0 \to \pi^{\pm} e^{\mp} v$, $K_L^0 \to \pi^{\pm} \mu^{\mp} v$, $K_L^0 \to \pi^{+} \pi^{-} \pi^{0}$ в конечном состоянии содержат заряженные частицы и могут быть отсеяны с помощью системы детекторов предназначенных для регистрации заряженных частиц.

Таблица 2.1 - Основные каналы распада K_L^0 -мезона и их относительная вероятность [26]. Значение вероятности для $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ указано в рамках предсказаний Стандартной Модели [21]. Для каналов, содержащих один и более π^0 -мезон указаны кинематические пределы на максимальное значение поперечного импульса π^0 .

Канал распада	Относительная	P_T^{max}
K_L^0	вероятность	(МэB/c)
$K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$	$[(3.0 \pm 0.30) \times 10^{-11}]$	230
$K_L^0 \to \pi^\pm e^\mp \nu$	$(40.55 \pm 0.11)\%$	-
$K_L^0 \to \pi^{\pm} \mu^{\mp} \nu$	$(27.04 \pm 0.07)\%$	-
$K_L^0 \to \pi^0 \pi^0 \pi^0$	(19.52 ± 0.12)%	139
$K_L^0 \to \pi^+ \pi^- \pi^0$	$(12.54 \pm 0.05)\%$	133
$K_L^0 \to \pi^0 \pi^0$	$(8.64 \pm 0.06) \times 10^{-4}$	209
$K_L^0 \to \pi^+ \pi^-$	$(1.967 \pm 0.010) \times 10^{-3}$	_
$K_L^0 \to \gamma \gamma$	$(5.47 \pm 0.04) \times 10^{-4}$	_

События, в которых не все γ -кванты от распадов K_L^0 или других взаимодействий были зарегистрированы детекторами установки, также являются фоновыми. Например, распад $K_L^0 \to \pi^0 \pi^0$ в котором два из четырех фотонов не зарегистрированы.

На рисунке 2.2 представлены распределения восстановленного поперечного импульса P_T системы двух γ -квантов для Монте-Карло моделирования различных каналов распада K_L^0 в установке ЕЗ91а. Подобные фоновые события могут быть отделены от сигнальных путем наложения требования наличия величины поперечного импульса выше определенного значения (таблица 2.1).

Фоновые события от взаимодействий частиц пучка

Такой тип событий возникает в результате взаимодействия нейтронов, содержащихся в пучке и пучковом гало с материалом детекторов или остаточным

газом в установке. При этом могут рождаться такие частицы как π^0 и η -мезоны, которые будут имитировать сигнал от распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$.



Рисунок 2.2 - Распределение поперечного импульса P_T системы двух γ -квантов для Монте-Карло моделирования распадов $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$, $K_L^0 \to \pi^0 \pi^0$, $K_L^0 \to \gamma \gamma$ в установке E391a. Распределение $K_L^0 \to \pi^0 \pi^0$ (even) представляет случай, когда два γ -кванта образовались в результате распада одного и того же π^0 -мезона. На рисунке можно наблюдать эффект размытия восстановленного значения P_T в область больших значений, которое связанно с разрешением установки. Область между двумя вертикальными линиями соответствует сигнальной области (см гл. 3.2.3).

В случае образования π^0 , фоновые события могут быть отделены от сигнальных путем восстановления вершины распада Z_{VTX} в области координат расположения детектора. Однако, из-за ошибок в измерении энергии γ -квантов реконструированная вершина распада Z_{VTX} может сместиться в сигнальную область.

При рождении η -мезона, с вероятностью ~ 40% он распадается на два γ кванта. Восстановление вершины распада в предположении равенства инвариантной массы двух γ -квантов массе π^0 , приведет к ошибочному ее восстановлению и переносу в сигнальную область. Для уменьшения количества фоновых событий от взаимодействий нейтронов пучка в распадной зоне установки был создан высокий вакуум на уровне 10⁻⁵ Па, а также размер пучкового гало был минимизирован системой коллиматоров.

2.2. Пучок K_L^0 -мезонов на ускорителе КЕК

Эксперимент E391a был проведен в Организации по изучению высокоэнергетических ускорителей (КЕК) в Японии. Установка находилась в восточном экспериментальном зале 12 ГэВ протонного синхротрона (КЕК-PS) (рисунок 2.3).

Протоны в ускорителе разгонялись до энергии 12 ГэВ, после чего сбрасывались на мишень посредством медленного вывода пучка продолжительностью в две секунды в течение четырехсекундного рабочего цикла синхротрона. Мишень была изготовлена из платины (Pt) в форме цилиндра диаметром 8 мм длиной 60 мм. Интенсивность первичного пучка составляла 2.5×10^{12} протонов за сброс. Размеры пучка в плоскости мишени составляли $\sigma_X = 3.3$ мм и $\sigma_V = 1.1$ мм.

Система формирования вторичного пучка K_L^0 -мезонов проектировалась таким образом, чтобы создать хорошо сфокусированную узкую форму пучка ("pencil beam") [56]. Она включала в себя два дипольных магнита, систему из шести коллиматоров и два поглотителя (рисунок 2.4). Элементы пучкового канала были рассредоточены на расстоянии 10 метров от мишени для того, чтобы сократить количество распадов гиперонов, таких как $\Lambda \rightarrow n\pi^0$.

Дипольные магниты предназначались для вывода заряженных частиц из пучка. Коллиматоры C1-C3 задавали апертуру пучка с половинным телесным углом в 2 мрад. C5 и C6 использовались для уменьшения размера гало пучка. C4 был предназначен для уменьшения количества тепловых нейтронов, которые были источниками случайных событий. Поглотители из бериллия (Be) и свинца (Pb) были установлены для подавления количества *у*-квантов и нейтронов,

31

содержащихся в пучке. В области канала пучка, следующей за коллиматором C3, был создан вакуум на уровне 1Па.



Рисунок 2.3 - Установка Е391а в экспериментальном зале в КЕК. *К*⁰_L-мезоны, рождающиеся на мишени, формируются в пучок системой коллиматоров и попадают на вход установки.



Рисунок 2.4 - Элементы формирования пучка *K*⁰_L-мезонов [56]. Линиями А-D показано как коллиматоры определяют геометрическую форму пучка.

Основные характеристики пучка K_L^0 -мезонов были изучены при помощи Монте-Карло моделирования, которое хорошо согласуются с экспериментальными исследованиями [56, 57]. На рисунке 2.5 представлено распределение импульса K_L^0 мезонов на выходе из коллиматора C6. Максимальная интенсивность K_L^0 находилась в области 2 ГэВ. Отношение количества нейтронов к числу K_L^0 в пучке составляло ~40.

На рисунке 2.6 представлено Монте-Карло моделирование нейтронов и *γ*-квантов, содержащихся в пучке с энергиями выше 1 МэВ на выходе из коллиматора С6. Как видно, гало пучка подавлено на пять порядков по отношению к центральной части.



Рисунок 2.5 - Монте-Карло моделирование распределения импульса *K*⁰_L-мезонов на выходе из коллиматора Сб [56].



Рисунок 2.6 - Интенсивность нейтронов и γ-квантов в зависимости от расстояния от центра пучка [56].

2.3. Экспериментальная установка

Ha представлена экспериментальная установка E391a. рисунке 2.7 Электромагнитный CsI-калориметр регистрировал энергию и координаты попадания γ -квантов от распадов π^0 и был расположен в конце распадной зоны установки (положение передней плоскости CsI соответствует $Z_{CsI} = 614,8$ см). Система вето-детекторов была расположена цилиндрически вокруг оси пучка, K_{I}^{0} -мезонов область герметично окружала распадную И служила лля подтверждения отсутствия дополнительного сигнала в установке.



Рисунок 2.7 - Схема экспериментальной установки E391a [52]. Обозначения основных детекторов описаны далее в тексте.

2.3.1 Электромагнитный CsI-калориметр

Калориметр представлял собой сборку из 576 кристаллов CsI, которые были уложены параллельно друг другу вдоль оси пучка в цилиндрическую конструкцию с внутренним диаметром 1.9 м. (рисунок 2.8) [58]. В центре калориметра располагался детектор CC03 (Collar Counter 03, см. гл. 2.3.5) с отверстием для пучка размером 12см × 12см. Вокруг детектора CC03 были расположены 24 кристалла размером 5см × 52м × 50см (= $27X_0$), которые были взяты из эксперимента КТеV. Основная часть калориметра была собрана из 496 кристаллов размером 7см × 7см × 30см (= $16X_0$). Для того чтобы заполнить пространство между основными кристаллами и цилиндрической крепежной конструкцией было использовано 56 обычных кристаллов, грани которых были сточены в форме трапеций. Все остальные промежутки были заполнены 24 сэндвич-калориметрами, состоящих из слоев свинца и сцинтиллятора.



Рисунок 2.8 - Расположение кристаллов калориметра.

Для того чтобы оптически изолировать кристаллы от распространения света между ними и увеличения эффективности сбора света, основные кристаллы калориметра были обернуты в 100 мкм пленку тефлона и 20 мкм алюминированного майлара, а кристаллы KTeV были обернуты в 13 мкм пленку алюминированного майлара.

Сцинтилляционный свет, создаваемый электромагнитными ливнями в кристаллах CsI, регистрировался с помощью фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), установленных на задней поверхности. ФЭУ соединялись с кристаллами (рис. 2.9) через силиконовую прокладку, обеспечивающую оптический контакт, и ультрафиолетовый фильтр, предназначенный для подавления медленной компоненты сцинтилляционного света.

Для измерения энергетического разрешения калориметра, часть кристаллов CsI была собрана в детектор, который представлял собой матрицу из кристаллов размером 5x5, и протестирована на позитронном пучке в диапазоне энергий 0.5 – 3.0 ГэВ. На рисунке 2.10 представлены результаты измерений.



Рисунок 2.9 - Схема соединения кристаллов CsI с ФЭУ [58]: (а)-основные кристаллы, (b)кристаллы эксперимента KTeV.



Рисунок 2.10 - Зависимость энергетического разрешения матрицы кристаллов 5x5 от энергии позитронного пучка. Данные были описаны функцией $\sigma_E/E = 0.0121/\sqrt{E} + 0.0098$.

Измеренное энергетическое разрешение калориметра эксперимента составило:

$$\frac{\sigma_E}{E(GeV)} \sim \frac{1,2\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 1\%.$$
(2.1)

Энергетическая калибровка кристаллов проводилась при помощи минимально ионизирующих частиц пучка и мюонов, содержащихся в космических лучах [58].
2.3.2 Вето детектор заряженных частиц калориметра

Наиболее вероятные моды распада K_L^0 , такие как $K_L^0 \to \pi^{\pm} e^{\mp} v$, $K_L^0 \to \pi^{\pm} \mu^{\mp} v$ и $K_L^0 \to \pi^+ \pi^- \pi^0$ в конечном состоянии имеют заряженные частицы. Для подавления подобных событий, перед CsI-калориметром был установлен вето детектор заряженных частиц (CV - Charged Veto), который состоял из внутренней и внешней части (рисунок 2.11).



Рисунок 2.11 - Вето заряженных частиц калориметра.

Внешняя часть детектора (Outer CV) представляла собой набор из 32 пластиковых сцинтилляционных пластин толщиной 6 мм, которые были изогнуты так, чтобы поверхность детектора находилась на расстоянии 50 см от калориметра установки. Внутренняя часть (Inner CV) состояла из четырех пластин сцинтиллятора толщиной 6 мм, которые были установлены параллельно оси пучка и окружали область пучка от внешней части детектора до счетчика CC03.

2.3.3 Главный баррель

Главный баррель (MB-Main Barrel) [59] цилиндрически окружал распадную область установки и предназначался для регистрации γ -квантов от распадов K_L^0 и других взаимодействий. Он представлял собой сборку из 32 модулей, расположенных вокруг оси пучка, продольная длина которых составляла 5.5 м (рисунок 2.12). Каждый модуль был изготовлен в форме трапеции и состоял из 45 чередующихся слоев 5 мм пластикового сцинтиллятора и свинца. Толщина пластин

свинца составляла 1 мм для первых 15 слоев и 2 мм для остальных 30 слоев (рисунок 2.13), которые представляли собой внутреннюю (Inner MB) и внешнюю (Outer MB) часть модуля соответственно. Все пластины сцинтиллятора были обернуты в светоотражающую пленку. Общая толщина модуля составляла 317.9 мм, что соответствует 13.5*X*₀.



Рисунок 2.12 - Расположение модулей главного барреля.



Рисунок 2.13 - Устройство модуля главного барреля [58].

Сцинтилляционный свет собирался с помощью спектросмещающих (WLS) волокон, которые были уложены вдоль пластин сцинтиллятора с шагом 10 мм. С обеих сторон модуля волокна были сгруппированы отдельно для внутренней и внешней части и соединены с ФЭУ [60]. Всего на модуль приходилось четыре ФЭУ.

Характеристики модулей главного барреля [59] были измерены при помощи космических мюонов. На рисунке 2.14 представлена зависимость количества фотоэлектронов на МэВ зарегистрированных каждым ФЭУ от расстояния до точки попадания частицы в модуль. Временное разрешение составило 0.6 нсек и 0.5 нсек для внутренней и внешней части модуля соответственно (рис. 2.15).



Рисунок 2.14 - Зависимость количества зарегистрированных фотоэлектронов от расстояния до каждого ФЭУ модуля главного барреля [59].

Вето детектор заряженных частиц главного барреля

Вето детектор заряженных частиц главного барреля (BCV – Barrel Charged Veto) предназначался для того, чтобы регистрировать заряженные частицы, которые могут попасть область главного барреля. Он состоял из 32 пластин, каждая из которых была прикреплена на внутренней части модулей главного барреля (см. рисунок 2.13).



Рисунок 2.15 - Линейность времени прихода сигнала (слева) и временное разрешение (справа) как функция расстояния до ФЭУ для внутренней и внешней части модуля главного барреля [59].

На рисунке 2.16 представлено схематическое изображение модуля детектора ВСV. Он состоит из двух пластин пластикового сцинтиллятора толщиной 5мм склеенных вместе. Для сбора сцинтилляционного света использовались WLS-фибры, которые располагались между пластинами с шагом 5 мм и соединялись с ФЭУ с обеих сторон модуля.



Рисунок 2.16 - Конструкция модуля вето детектора заряженных частиц главного барреля.

2.3.4 Передний баррель

Передний баррель (FB - Front Barrel) был расположен в передней части установки (рисунок 2.17) и предназначался для подавления фоновых событий от распадов K_L^0 -мезонов и взаимодействий гало нейтронов пучка, которые происходили непосредственно перед основной распадной областью. Так же он

40

использовался для регистрации событий, в которых вторичные частицы улетали назад, в обратную сторону от калориметра.

Передний баррель [59] имел структуру подобную главному баррелю. Он представлял собой сборку из 16 модулей, расположенных вокруг оси пучка, продольная длинна которых составляла 2.75 м. Каждый модуль состоял из 59 чередующихся слоев 5 мм сцинтиллятора и 1.5 мм пластин свинца. Общая толщина была равна 413 мм, что соответствует 17.2*X*₀.

Модули переднего барреля были разделены на внутреннюю (Inner FB) и внешнюю части (Outer FB), сгруппированные из 27 и 32 слоев соответственно. Сцинтилляционный свет с каждой части собирался WLS-волокнами, расположенными вдоль пластин сцинтиллятора, которые соединялись с ФЭУ только с одной стороны. Противоположная от ФЭУ сторона волокон (в области главного барреля) была покрыта алюминизированным майларом для отражения света. На каждый модуль приходилось два ФЭУ, отдельно для внутренней и внешней части.

Характеристики модулей переднего барреля [59] были измерены с помощью космических мюонов. Световыход составил 20 и 10 фотоэлектронов на МэВ для самой ближней и дальней точки попадания частицы в модуль относительно положения ФЭУ, соответственно.



Рисунок 2.17 - Компоненты передней части установки.

2.3.5 Детекторы, расположенные вдоль пучка

Детекторы СС00, СС02-СС07 (Collar Counters) были предназначены для регистрации частиц, которые могут пролететь вдоль направления пучка, через область его прохождения установке.

CC00

Детектор СС00 был расположен перед передним баррелем и предназначался для того, чтобы уменьшить количество фоновых событий от нейтронов гало пучка. Он состоял из 11 слоев 5мм пластикового сцинтиллятора, чередующегося с 10 слоями 20 мм вольфрама (рисунок 2.18). Пластины сцинтиллятора были разделены на верхнюю и нижнюю части, которые соединялись с обеих сторон с ФЭУ посредством волокон.

CC02

Детектор СС02 располагался непосредственно перед распадной областью установки, внутри задней части переднего барреля (рисунок 2.17). Он предназначался для регистрации событий, в которых *γ*-кванты пролетают вблизи области пучка.

СС02 был собран из 8 модулей, сгруппированных в форме кольца с внутренним диаметром 158.4 мм для прохождения пучка (рисунок 2.19). Каждый модуль состоял из 43 слоев свинца и 5мм пластикового сцинтиллятора, которые располагались перпендикулярно направлению пучка. Толщина пластин свинца составляла 1 мм для семи первых и последних слоев, 2 мм для 29 слоев, расположенных между ними. Общая толщина составила $15.73X_0$. Сцинтилляционный свет собирался WLS-фибрами, которые были уложены перпендикулярно слоям детектора (калориметр типа "шашлык") и соединены с ФЭУ. Величина световыхода модулей составляла 10 фотоэлектронов на МэВ.



Рисунок 2.18 - Схематическое изображение детектора ССОО.

CC03

Счетчик СС03 был расположен внутри CsI-калориметра (рисунок 2.20), вокруг отверстия для пучка, и регистрировал γ -кванты от распадов K_L^0 происходящих в этой области. СС03 состоял из 6 модулей, каждый из которых представлял собой 26 чередующихся слоев 1 мм вольфрама и 3.4 мм пластикового сцинтиллятора. Направление укладки слоев модулей детектора было параллельно оси пучка. Толщина детектора соответствовала 7.6 X_0 .



Рисунок 2.19 - Схематическое изображение детектора ССО2 (слева) и устройство его модуля (справа).



Рисунок 2.20 - Расположение детекторов задней части установки.

CC04 u CC05

Детекторы СС04 и СС05 были расположены за калориметром (рисунок 2.20), в задней части установки, и предназначались для регистрации частиц, которые пролетали в отверстие для пучка в калориметре.

ССО4 состоял из 32 слоев 5мм пластикового сцинтиллятора и 2 мм пластин свинца (рисунок 2.21). Спереди детектора дополнительно были установлены две пластины сцинтиллятора с более чувствительными ФЭУ для регистрации Устройство CC05 заряженных частиц. детектора аналогично СС04, 3a исключением того, ЧТО дополнительные пластины сцинтилляторов ДЛЯ регистрации заряженных частиц были расположены позади детектора СС05. Сцинтилляционный свет собирался при помощи WLS-волокон, соединенных с ФЭУ. Общая толщина каждого детектора составляла $11.4X_0$.

CC06 u CC07

Детекторы СС06 и СС07 располагались за детектором СС05 и регистрировали γ-кванты которые пролетали в отверстие для пучка в CsIкалориметре. Они имели идентичное устройство (рис 2.22) и были собраны из 10 блоков свинцового стекла с коэффициентом преломления 1.7 и толщиной равной 6.3*X*₀. Каждый модуль детектора напрямую был соединен с ФЭУ при помощи оптического клея.



Рисунок 2.21 - Устройство детекторов СС04 и СС05.



Рисунок 2.22 - Устройство детекторов ССОб и ССО7.

2.3.6 Пучковые детекторы

Детекторы Back-Anti (BA) и Beam Hole Charge Veto (BHCV) были расположены в конце установки (рис. 2.20), непосредственно в области прохождения пучка и предназначались для регистрации заряженных частиц и *γ*-квантов, которые пролетали вдоль его направления.

Back-Anti

ВА располагался в конце линии пучка и предназначался для идентификации γ-квантов. Так как в пучке содержалось большое количество нейтронов, которые могут сымитировать ложный сигнал от *γ*-квантов, то задачей детектора являлось разделение сигналов от взаимодействий *γ* и нейтронов. На рисунке 2.23 представлено устройство детектора ВА, для сеансов набора данных Run-II и Run-III он имел различную конструкцию.

В Run-II детектор состоял из шести слоев, каждый из которых содержал в себе модуль калориметра и модуль регистрации излучения Черенкова. Модули калориметра состояли из 7 пластин 5 мм пластикового сцинтиллятора и 6 пластин 2 мм свинца. Модули регистрации излучения Черенкова представляли собой набор из семи кристаллов кварцевого стекла, которые имели размеры 35 мм \times 245 мм в поперечном сечении и 30 мм в направлении пучка, с индексом преломления 1.46. Полная длина детектора соответствовала $14X_0$. Так как большинство вторичных частиц от взаимодействий нейтронов в ВА имеют импульс ниже порога для излучения Черенкова, то такие события оставляют слабый сигнал в кристаллах кварцевого стекла. Исходя из наличия или отсутствия сигнала в модулях регистрации излучения Черенкова, события от взаимодействий γ -квантов и нейтронов могут быть разделены.



Рисунок 2.23 - Устройство детектора Back-Anti для сеансов набора данных Run-II (слева) и Run-III (справа).

В Run-III детектор Back-Anti был модифицирован и состоял из пяти слоев. Модули калориметра были собраны из 16 кристаллов РWO (вольфрамат свинца), размерами 30 мм × 120 мм в поперечном сечении и 30 мм в направлении пучка. Модули регистрации излучения Черенкова имели такую же конструкцию что и в Run-II. Длина детектора составляла 18*X*₀.

Beam Hole Charge Veto

ВНСV был размещен области пучка перед детектором ВА и предназначался для регистрации заряженных частиц, пролетающих в пучке. Он состоял из восьми пластин пластикового сцинтиллятора толщиной Змм, которые были расположены перпендикулярно направлению пучка и перекрывались между собой для устранения зазоров между пластинами (рис 2.24). Каждая пластина напрямую была соединена с ФЭУ.



Рисунок 2.24 - Устройство детектора ВНСУ.

2.4 Вакуумная система

Для уменьшения количества фоновых событий, возникающих в результате взаимодействий нейтронов пучка с молекулами воздуха, в распадной зоне установки необходимо было создать высокий вакуум ~10⁻⁵ Па. Достижение такого уровня вакуума в этой области затрудняется тем, что материалы детекторов испускают большое количество остаточных газов. Поэтому распадная область и область прохождения пучка в установке были отделены от зоны расположения детекторов с помощью тонкой мембраны, которая разделяла установку на область высокого и низкого вакуума. Детекторы были помещены в область низкого вакуума, где давление составляло 0.1 Па, или располагались за пределами объема установки. Давление области вакуумного В высокого вакуума

поддерживалось на уровне ~ 10^{-5} Па. Мембрана, разделяющая области высокого и низкого вакуума, была многослойной и имела толщину 190 микрон, что соответствует 4 × $10^{-4}X_0$. Схема вакуумной системы представлена на рисунке 2.25.



Рисунок 2.25 - Вакуумная система установки ЕЗ91а.

Область низкого вакуума установки была соединена с вакуумным коллектором длиной 10 м и диаметром 30 см посредством восьми трубопроводов диаметром 10 см. Вакуум создавался при помощи системы откачки, состоящей из комбинации роторных насосов (Rotary pump) и насосов Рутса (Roots pump). Скорость откачки составляла 2400 м³/час. Область высокого вакуума создавалась при помощи четырех турбомолекулярных насосов (Turbo Molecular Pumps), которые были соединены с вакуумным коллектором и откачивали воздух со скоростью 3200 м³/сек. Время достижения вакуума на уровне ~10⁻⁵ Па составляло две недели.

2.5 Триггеры

В эксперименте была использована одноуровневая аппаратная триггерная система. Было реализовано несколько видов триггеров, которые предназначались для различных задач.

2.5.1 Физический триггер

Физический триггер предназначался для онлайн отбора событий - кандидатов $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$, а также других распадов K_L^0 для последующей нормировки. Как было описано в гл. 2.1, искомый распад идентифицируется путем регистрации двух γ -квантов CsI калориметром и отсутствием сигнала в остальных вето детекторах установки.

Для эффективного отбора событий с подобными характеристиками, кристаллы калориметра были сгруппированы по восемь штук в 72 аппаратных кластера (рисунок 2.26). Сигнал в кластере формировался путем суммирования энергии высаженной в каждом кристалле, после чего подсчитывалось количество кластеров (N_{HC}) с энерговыделением $E_{HC} > 80$ МэВ (рисунок 2.27). Физический триггер отбирал события с $N_{HC} \ge 2$. Условия онлайн отбора, налагаемые на вето детекторы, представлены в таблице 2.2.



Рисунок 2.26 - Группировка кристаллов калориметра в аппаратные кластеры [58].



Рисунок 2.27 - Распределение количества кластеров N_{HC} с энерговыделением $E_{HC} > 80$ МэВ.

Таблица 2.2 - Критерии отбора событий физическим триггером в вето-детекторах. *E*_{cls} – сумма энергий в восьми каналах детектора, *E*_{tot} – энерговыделение во всем объеме детектора.

Детектор	Условие отбора
Заряженное вето калориметра	$E_{cls} \le 1.2$ МэВ
(CV)	
Передний баррель (FB)	$E_{cls} \le 25$ МэВ
Главный баррель (MB)	$E_{tot} \leq 20$ МэВ
CC02	$E_{tot} \le 15$ МэВ
CC03	$E_{tot} \le 15$ МэВ
CC04	$E_{tot} \le 40$ МэВ
CC05	$E_{tot} \le 25$ МэВ

В результате работы триггера, за каждый сброс пучка на мишень сохранялось порядка трехсот событий.

2.5.2 Другие триггеры

Вместе с физическим триггером в эксперименте был реализован ряд других триггеров, которые предназначались для калибровки детекторов и анализа работы установки.

Калибровочные триггеры

Хепоп триггер предназначался для подсвечивания кристаллов калориметра ксеноновой лампой с частотой 1.1 Гц с целью мониторинга стабильности

коэффициентов усиления ФЭУ. Для проверки стабильности работы ФЭУ главного барреля был использован LED триггер, который так же подсвечивал модули детектора светодиодами с частотой 1.1 Гц. Такая частота была выбрана для рассинхронизации триггеров с частотой сброса пучка.

Мюонные триггеры собирали данные о космических мюонах и мюонах, пролетающих в направлении пучка, с помощью которых проводилась калибровка всех компонентов детекторов установки.

Триггер случайных событий

Данный триггер предназначался для записи случайных событий от частиц пучка, происходящих в детекторах установки. Он работал на основе сигнала от триггера TMON детектора, который был расположен непосредственно за мишенью и регистрировал вторичные частицы. Время срабатывания триггера было настроено между интервалами сброса пучка на мишень, для получения чистых случайных событий и исключения физических распадов в период сброса.

Minimum bias триггеры

Для проверки эффективности физического триггера, были использованы триггеры с более слабыми условиями отбора. Один триггер отбирал события с $N_{HC} \ge 1$, а второй с $N_{HC} \ge 2$, без каких-либо критериев отбора, налагаемых на вето детекторы.

2.6 Система сбора данных

Система сбора данных (DAQ) в эксперименте E391a была реализована на основе программного пакета MIDAS [61]. Она включала в себя два модуля Fastbus-VME, модуль TKO-VME, центральный компьютер, осуществляющий конечную сборку событий и их запись на диск, а также трех вспомогательных компьютеров для управления и мониторинга. Для сбора информации со всех элементов детекторов установки было задействовано порядка тысячи ФЭУ. Сигналы с ФЭУ подавались на AD модули (Amplifier-Discriminator), которые были специально разработаны для эксперимента. Каждый модуль принимал одновременно 16 сигналов от ФЭУ и формировал 16 аналоговых сигналов для ADC (analog-to-digital converter), 16 логических сигналов для TDC (time-to-digital converter) и два аналоговых сигнала, представляющих сумму сигналов по восьми входящим каналам для триггерной логики.

Аналоговые сигналы с AD модулей передавались на модули ADC посредством 90 м коаксиальных кабелей, которые считывались двумя системами Fastbus-VME на основе интерфейса SIS4100 NGF и VME CPU (FORCE54 UltraSPARC 500 MHz). После прихода триггерного сигнала шириной 200 нс (время выработки триггерного решения) контроллер ожидает появления сигнала о готовности преобразованного сигнала модулями ADC в течении 256 мкс, после чего запускает процедуру последовательного чтения информации из модулей ADC в встроенный аппаратный NGF FIFO буфер в режиме DMA. Данные из FIFO перемещались в оперативную память VME CPU событие за событием. Время обработки одного события составляло 600 мкс.

Временная информация от AD модулей передавалась в TKO HR-TDC посредством витой пары длиной 30 м. Данные считывались системой TKO-VME, которая состояла из двух контроллеров TKO-SCH и одного VME CPU. После ожидания времени преобразования сигнала модулями HR-TDC в течении 100 мкс, контроллер TKO-SCH запускает процедуру последовательного чтения информации из модулей и контролирует передачу каждого события в память (SMP) CPU VME. Время обработки одного события составляло 500 мкс.

В периоды между сбросами пучка на мишень данные из памяти модулей VME CPU передавались на центральный компьютер, где объединялись в события и записывались на локальный жесткий диск. После этого данные перемещались в хранилище большего объема (HPSS система) в вычислительный центр КЕК. Объем данных за день составлял около 60 ГБ.

2.7 Набор данных

2.7.1 Сеансы набора физических данных

В таблице 2.3 представлена информация о периодах набора физических данных эксперимента E391a и особенностях их проведения.

Таблица 2.3 - Сеансы набора данных эксперимента E391a. (РОТ – количество протонов, сброшенных на мишень).

Сеанс набора	Информация		
Run-I	Период:	Февраль 2004 – Июнь 2004	
	POT:	2.1×10^{18}	
	Особенности: Проблема с мембраной		
Run-II	Период:	Февраль 2005 – Апрель 2005	
	POT:	1.4×10^{18}	
	Особенности: Поглотитель из бериллия		
Run-III	Период:	Октябрь 2005 – Декабрь 2005	
	POT:	1.1×10^{18}	
	Особенности: Модифицированный Back Anti		

Первый сеанс (Run-I) был проведен в период с февраля 2004 по июнь 2004 года. Однако он сопровождался техническими проблемами из-за того, что мембрана, разделяющая области высокого и низкого вакуума, провисла в область прохождения пучка в районе заряженного вето главного калориметра. Это стало источником большого количества фоновых взаимодействий, подавление которых при анализе данных привело к большой потере чувствительности к событиям $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ [52].

После устранения технических проблем с мембраной был проведен второй сеанс набора данных (Run-II) в период с февраля 2005 по апрель 2005. В этом сеансе (так же и в Run-III) в систему коллимации нейтрального пучка был установлен поглотитель из бериллия (Be) (рис 2.4) для улучшения отношения n/K_L^0 в пучке, которое составило ~40 (~60 в Run-I).

Сеанс Run-III был проведен с октября 2005 по декабрь 2005. В этом сеансе калориметрические модули детектора Back Anti были заменены кристаллами PWO.

2.7.2 Калибровочные мюонные сеансы

Во время технических остановок ускорителя, мюонные триггеры собирали данные о проходящих сквозь установку космических мюонах. На их основе проводилась калибровка CsI-калориметра, главного и переднего барреля, заряженного вето главного барреля и счетчика ССОЗ.

Так же проводился набор данных о мюонах, которые рождались на мишени и пролетали параллельно направлению нейтрального пучка сквозь коллиматоры и защиту установки. Для этого отключались отклоняющие дипольные магниты и канал пучка перекрывался медной заслонкой, расположенной за коллиматором C3. Данные использовались для калибровки детекторов СС00, СС02, СС04-СС07, вето заряженных частиц калориметра, BHCV и BA

2.7.3 Ceanc с фиксированной Аl-мишенью

Для изучения фоновых процессов рождения π^0 , η -мезонов в установке, происходящих в результате взаимодействий нейтронов пучка, был проведен специальный сеанс набора данных, в котором алюминиевая мишень толщиной 5 мм и диаметром 10.6 см была вставлена в область пучка на расстоянии 6.5 см от детектора ССО2 ($Z_{Al} = 281,5$ см) (рисунок 2.28).

Так же целью проведения данного сеанса была энергетическая калибровка главного CsI-калориметра. Так как вершина распада частицы была фиксирована (координата положения Al мишени), то можно восстановить инвариантную массу двух зарегистрированных калориметром γ -квантов. Калибровка энергетической шкалы калориметра проводилась путем сравнения восстановленной массы и массы π^0 , η -мезонов.

В сеансе с фиксированной алюминиевой мишенью, интенсивность протонов первичного пучка была приблизительно в два раза ниже, чем во время физических сеансов. Поэтому для увеличения количества частиц нейтрального пучка поглотитель из бериллия был убран из системы формирования пучка. Так же для уменьшения вклада событий от низкоэнергетических нейтронов и *у*-квантов

энергетический порог для физического триггера был увеличен до $E_{HC} > 300$ МэВ. Условия проведения физических сеансов и сеанса с фиксированной мишенью представлены в таблице 2.4.



Рисунок 2.28 - Схема расположения алюминиевой (Al) пластины в сеансе с фиксированной мишенью.

Параметр	Физический сеанс	Ceaнс с Al мишенью
Интенсивность протонов	2.5×10^{12}	1.0×10^{12}
Общее количество протонов	2.6×10^{18}	5.57×10^{16}
Ве поглотитель	да	нет
Рь поглотитель	да	да
Физический триггер, <i>E_{HC}</i>	80 МэВ	300 МэВ
Частота срабатывания	300 событий/сброс	550 событий/сброс
триггера		

Глава 3. Процедура анализа данных в эксперименте ЕЗ91а

3.1 Восстановление событий

Как было описано в предыдущей главе, идентификация событий $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ происходит путем регистрации только двух γ -квантов от распада π^0 главным электромагнитным калориметром установки. Поэтому процедура поиска событий $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ начинается с определения количества γ -квантов, попавших в калориметр и восстановления их кинематических характеристик.

3.1.1 Восстановление характеристик у-квантов

При попадании γ -кванта в CsI калориметр происходит процесс образования электромагнитного ливня, энергия которого распространяется между несколькими кристаллами калориметра, образуя так называемый энергетический кластер. На рисунке 3.1 представлено событие $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$, в котором шесть γ -квантов попадают в калориметр, каждый из которых образует кластер из кристаллов CsI.

Таким образом задача поиска ү-квантов, сводится к восстановлению электромагнитных ливней исходя из величины энерговыделения в кристаллах калориметра. Важно чтобы все ү-кванты, попавшие в калориметр, были идентифицированы, в частности, мы должны различить два ү попавших близко друг к другу в калориметре.

Поиск ү кластеров

Алгоритм поиска кластеров основывался на отборе кристаллов с энерговыделением более 5 МэВ с последующей группировкой смежных друг с другом кристаллов в кластер. Формирование каждого кластера начиналось вокруг кристалла с наибольшим значением поглощенной энергии (рисунок 3.2). В конце процедуры формирования к кластерам также добавлялись кристаллы с энерговыделением более 1 МэВ. Для каждого кластера требовалось наличие только одного локального максимума для того, чтобы исключить события, в которых кластер образовался в результате взаимодействия близко попавших γ -квантов ("слипшийся кластер"). При таком отборе потеря эффективности регистрации распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ составила 8%.



Рисунок 3.1 - Регистрация калориметром шести γ-квантов от распада *K*⁰_L → π⁰π⁰π⁰. Красные заполненные области иллюстрируют количество высаженной энергии в кристалле, измеренной модулями ADC. Синим отмечены кристаллы, в которых присутствует сигнал TDC.



Рисунок 3.2 - Пример формирования кластера из кристаллов CsI. Цифры соответствуют значению энергии в каждом кристалле. Красным отмечены кристаллы, имеющие максимальное значение поглощенной энергии. Кристаллы с энерговыделением больше 5МэВ и 1МэВ отмечены желтым и зеленым цветом соответственно.

Энергия и координаты попадания ү-кванта

Энергия выделенная *γ*-квантом определялась как сумма энергий в каждом кристалле кластера:

$$E_{dep} = \sum_{i=1}^{n} e_i \ (e_i \ge 5 \text{ M} \Rightarrow \text{B}),$$
 (3.1)

где *e_i* энерговыделение в *i* - том кристалле кластера, *n* - количество кристаллов в кластере.

Координаты попадания γ -кванта (*x*, *y*) изначально определялись координатами положения центра тяжести образовавшегося электромагнитного ливня:

$$x_{COE} = \frac{\sum_{i=1}^{n} x_i e_i}{\sum_{i=1}^{n} e_i}, \qquad y_{COE} = \frac{\sum_{i=1}^{n} y_i e_i}{\sum_{i=1}^{n} e_i}.$$
 (3.2)

Из-за утечек электромагнитного ливня из кристаллов калориметра, его пространственного распределения в зависимости от угла попадания γ -кванта, энергия и координаты вычисленные таким образом отклонялись от истинных значений. Процедура последующей корректировки энергии и координат γ -квантов описана в главе 3.1.3.

Сортировка событий

В зависимости от количества восстановленных кластеров от γ -квантов в калориметре, события отсортировывались в различные наборы данных. События с двумя восстановленными кластерами использовались для поиска распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ и для восстановления распада $K_L^0 \rightarrow \gamma \gamma$. Четырех и шести кластерные события применялись для восстановления процессов $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$

соответственно, которые в последующем использовались при нормировке событий.

3.1.2 Восстановление π^0 -мезона

После определения энергий и координат двух γ -квантов, вычислялась вершина распада Z_{vtx} в предположении того, что два γ -кванта образовались в результате распада π^0 и их инвариантная масса равна его массе покоя $M_{\pi^0}^{PDG} =$ 134.9770 МэВ/с² [26]. Так же при вычислении вершины полагалось, что ее поперечные координаты находятся на оси пучка (т.е. $X_{vtx} = Y_{vtx} = 0$). На рисунке 3.3 представлены параметры используемые при восстановлении вершины распада π^0 -мезона.

Расстояние между калориметром и точкой распада определяется как $dz = Z_{CsI} - Z_{vtx}$ (Z_{CsI} – координата положения передней плоскости калориметра). При восстановлении вершины используются следующие геометрические соотношения (рисунок 3.3):

$$r_{12}^2 = d_1^2 + d_2^2 - 2d_1 d_2 \cos\theta, \qquad (3.3)$$

$$d_1 = \sqrt{r_1^2 + (dz)^2},\tag{3.4}$$

$$d_2 = \sqrt{r_2^2 + (dz)^2},\tag{3.5}$$

где r_{12} - расстояние между двумя γ -квантами в передней плоскости калориметра Z_{CSI} , θ – угол разлета γ -квантов, d_1 и d_2 расстояния между вершиной распада и точкой попадания γ -квантов в калориметр, r_1 и r_2 расстояния между осью z пучка и точкой попадания γ -квантов в калориметр.

Из условия равенства инвариантной массы двух γ -квантов массе π^0 (M_{π^0}) получаем:

$$\cos\theta = 1 - \frac{M_{\pi^0}^2}{2E_1 E_2},\tag{3.6}$$

где E_1 и E_2 энергии фотонов.



Рисунок 3.3 - Схематическое изображение параметров, используемых при восстановлении вершины распада π^0 -мезона.

После восстановления вершины распада Z_{vtx} , рассчитывалось значение вектора импульса π^0 путем суммирования импульсов двух γ . Поперечный импульс π^0 определялся как:

$$P_T = \sqrt{\left(P_x^{\pi^0}\right)^2 + \left(P_y^{\pi^0}\right)^2},$$
(3.7)

где $P_x^{\pi^0}$ и $P_y^{\pi^0}$ x и y компоненты вектора импульса π^0 , соответственно.

3.1.3 Коррекция энергии и координат попадания у-квантов

Используя значение восстановленной вершины распада π^0 , можно вычислить углы попадания двух γ -квантов в калориметр. При помощи информации

об углах проводилась корректировка энергии и координат γ-квантов. Для этого, на основе Монте-Карло моделирования были созданы корректировочные таблицы двух типов.

Первый тип таблиц предназначался для учета эффекта утечки электромагнитных ливней за пределы кристаллов в продольном и поперечном направлении в зависимости от энергии и угла попадания *γ*-квантов (рисунок 3.4).



Рисунок 3.4 - Доля утечек энергии электромагнитных ливней в зависимости от энергии и угла попадания γ-кванта в калориметр.

Второй тип таблиц использовался для корректировки координаты попадания γ -квантов в калориметр. Как показано на рисунке 3.5, вычисленные координаты положения центра тяжести образовавшегося электромагнитного ливня не совпадают с истинными координатами γ -кванта и должны быть скорректированы (рисунок 3.6).

Использование полученных корректировочных таблиц позволило улучшить точность восстановления энергии и координаты γ -квантов (рисунок 3.7), и соответственно вершины Z_{vtx} распада π^0 (рисунок 3.8).



Рисунок 3.5 - Схематическое изображение истинной и восстановленной координат попадания γ-кванта в калориметр.



Рисунок 3.6 - Распределение истинной и восстановленной точки попадания γ-кванта в кристалл CsI в зависимости от угла попадания (слева) и энергии (справа).



Рисунок 3.7 - Распределение ошибки восстановления энергии (справа) и координаты попадания γ-кванта в калориметр (слева) до и после применения коррекции (синяя и черная линии гистограммы соответственно).



Рисунок 3.8 - Распределение ошибки восстановления Z_{vtx} координаты распада π^0 -мезона до и после применения коррекции (синяя и черная линии гистограммы соответственно).

3.2 Характеристики сигнальных и фоновых событий

На рисунке 3.9 представлены распределения восстановленного поперечного импульса P_T и Z_{vtx} координаты вершины распада для Монте-Карло моделирования сигнальных событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ (а) и основных фоновых событий в эксперименте (b-е). Поиск событий-кандидатов $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ осуществлялся в сигнальной области (см гл. 3.2.3).

3.2.1 Фоновые распады К⁰_L-мезона

Так как все основные моды распада K_L^0 , кроме $K_L^0 \to \gamma \gamma$, в конечном состоянии имеют более двух частиц, то при подавлении таких событий основным инструментом выступала герметичная система вето детекторов.

Среди всех фоновых распадов K_L^0 наиболее опасным являлся распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, который дает наибольший вклад в сигнальную область в случае, когда два γ -кванта из четырех не были зарегистрированы вето системой. На рисунке 3.9 (b) представлено распределение (Z_{vtx} , P_T) для такого рода событий. Неправильная идентификация распада происходила из-за неэффективности регистрации γ -квантов системой детекторов или в случае, когда два попавших друг близко к другу γ -кванта образовывали слипшийся кластер в калориметре, который

восстанавливался как одиночный. Даже после наложения кинематических условий на величину поперечного импульса (рисунок 2.2), такие фоновые события не могут быть полностью подавлены на требуемом уровне. Поэтому вклад событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ в сигнальную область определялся величиной неэффективности регистрации γ -квантов системой вето детекторов.



Рисунок 3.9 - Распределение поперечного импульса *P_T* и *Z_{vtx}* координаты вершины распада для Монте-Карло моделирования сигнальных событий *K*⁰_L → $\pi^0 \nu \tilde{\nu}$ (а) и основных источников фоновых событий (b-e). Область, ограниченная черным прямоугольником - сигнальная область.

Распад $K_L^0 \to \gamma \gamma$ невозможно отсеять с помощью вето системы, так как в конечном состоянии он полностью имитирует сигнальные события. Однако он может быть подавлен при помощи ограничений, связанных с кинематикой двухчастичного распада: значение поперечного импульса системы двух γ -квантов лежит в области нуля (рисунок 3.9 (с)), два γ -кванта разлетаются в противоположные стороны (back-to-back) относительно друг друга в системе покоя K_L^0 .

3.2.2 Фоновые события от взаимодействий частиц пучка

Фоновые события, возникающие в результате взаимодействий частиц пучка с детекторами, расположенными вблизи его области прохождения можно разделить на три группы в зависимости от механизма их образования: $CC02-\pi^0$, $CV-\pi^0$ и $CV-\eta$.

CC02- π^0

При прохождении пучка сквозь детектор CC02, нейтроны гало могут вызывать взаимодействия типа $n + N \rightarrow \pi^0 + X$, где π^0 распадается на два γ -кванта, и имитируют искомый распад.

Как показано на рисунке 3.9 (d), для таких событий значение восстановленной вершины Z_{vtx} лежит в области координаты положения детектора CC02 $Z_{CC02} = 275$ см. Однако в случае ошибки в определении энергии γ -квантов, когда из-за утечек электромагнитых ливней в кристаллах калориметра или фотоядерных взаимодействий измеренная энергия меньше ее истинного значения, реконструированная вершина распада Z_{vtx} может сместиться вперед в сигнальную область. Кроме того, величина ошибки восстановления значения положения вершины распада (рисунок 3.8) ухудшает разделение между сигнальными и фоновыми событиями. Подавление событий СС02- π^0 осуществлялось посредством кинематических ограничений, налагаемых на восстановленные характеристики π^0 -мезона (гл. 3.3.2).

 $\text{CV-}\pi^0$

События типа $n + N \rightarrow \pi^0 + X$ возникали в результате взаимодействия гало нейтронов с вето детектором заряженных частиц главного калориметра (CV). Вершина распада рожденного π^0 восстанавливается в области расположения детектора $Z_{CV} = 560$ см (рис 3.9 (d)). Такие события являлись фоновыми в случае, когда измеренная энергия γ -квантов была больше ее истинного значения, в результате чего реконструированная вершина распада Z_{vtx} смещалась назад в сигнальную область. Ошибка в определении величины энергии γ возникала в случаях образования слипшихся кластеров от двух γ -квантов или перекрытия γ кластеров с другими случайными событиями в калориметре. События CV- π^0 , в которых один кластер образовался в результате взаимодействия γ -кванта, а второй в результате другой активности, например взаимодействия нейтрона, так же являлись фоновыми.

Для подавления событий CV- π^0 применялись ограничения, налагаемые на характеристики образованных энергетических кластеров (гл 3.3.2).

$CV-\eta$

Фоновые события CV- η , происходили в результате реакции $n + N \rightarrow \eta + X$, где η -мезон распадается на два γ -кванта с вероятностью 39%. Так как события восстанавливались в предположении инвариантной массы π^0 , то из-за разности масс реконструированная вершина Z_{vtx} смещалась назад в сигнальную область как показано на рисунке 3.9 (е).

Такого рода события подавлялись при помощи специально обученной нейронной сети, которая классифицировала события на основе формы

образованного энергетического кластера в зависимости от угла попадания γкванта. Так же применялись другие кинематические ограничения.

3.2.3 События $K^0_L o \pi^0 u ilde{ u}$

На рисунке 3.9 (а) представлено распределение событий $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ в плоскости восстановленных величин $Z_{VTX} - P_T$.

Поиск распада осуществлялся в сигнальной области, которая представляет собой ограниченную кинематическую область прямоугольной формы, соответствующей значениям поперечного импульса $0.12 \le P_T \le 0.24 \ {\Gamma
m yB/c}$ и координатам вершины распада $340 \le Z_{vtx} \le 500$ см.

Такое требование наличия вершины Z_{VTX} в заданной области было установлено для того, чтобы минимизировать вклад фоновых событий от взаимодействий частиц пучка с детекторами ССО2 ($Z_{CCO2} = 275$ см) и СV ($Z_{CV} = 560$ см). Нижняя граница поперечного импульса $P_T \ge 0.12$ ГэВ/с выбрана с целью уменьшения вклада от событий $K_L^0 \to \gamma\gamma$, $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ и CV- η в сигнальную область. Верхнее значение P_T было определено в соответствии с кинематическим пределом поперечного импульса распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$, максимальная величина которого составляет 0.230 ГэВ/с. Однако из-за эффекта размытия восстановленного значения P_T в область больших значений (рис. 2.2), которое связанно с разрешением установки, верхняя граница определялась значением $P_T \le 0.24$ ГэВ/с.

3.3 Критерии отбора событий $K^0_L o \pi^0 u ilde{ u}$

Отбор сигнальных событий $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ в эксперименте осуществлялся с использованием ограничений, накладываемых на значения энерговыделения в детекторах вето системы установки и на восстановленные кинематические величины распада.

3.3.1 Ограничения на энерговыделение в вето детекторах установки

Герметичная система вето детекторов выступала главным инструментом для подавления всех возможных источников фоновых событий, которые в конечном состоянии, помимо двух *γ*-квантов, содержали дополнительные частицы.

Основным критерием отбора событий для CsI-калориметра является требование наличия только двух γ -кластеров в нем. В дополнение к этому он выступал в качестве вето детектора для событий, в которых происходит любое дополнительное энерговыделение в кристаллах калориметра. Однако, из-за флуктуаций электромагнитного ливня, появляются события, в которых происходит энерговыделение в одиночных кристаллах калориметра, расположенных на периферии ливня (так называемые "single-crystal hits"). В последующем эти кристаллы не восстанавливаются как часть фотонного кластера, и такое событие должно быть отброшено. Чтобы уменьшить потери чувствительности к сигналу в результате подобного эффекта, вето условия для калориметра были определены следующим образом (рисунок 3.10):

$$E_{thres.} = 10$$
 МэВ для $d < 17$ см,
 $E_{thres.} = 5 - (3/8)(d - 17)$ МэВ для $17 < d < 25$ см, (3.8) $E_{thres.} = 2$ МэВ для $d > 25$ см,

где $E_{thres.}$ - энерговыделение в одиночном кристалле калориметра, d – расстояние до ближайшего γ -кластера.

Главный баррель имел большую продольную длину – 5.5 м. Для того чтобы учесть эффект затухания сцинтилляционного света в волокнах при распространении до ФЭУ (рисунок 2.14), энергия, выделенная в модуле главного барреля (E_{MB}), определялась как геометрическое среднее значений энергий, измеренных с обеих сторон детектора. Величина сигнала на ФЭУ может быть выражена как $E_{PMT} = E_0 \exp(-z/\lambda)$, где *z*-растояние до ФЭУ, а λ -длина затухания света в волокне, тогда:

68



Рисунок 3.10 - Зависимость энерговыделения в одиночных кристаллах калориметра от расстояния до ближайшего γ -кластера для Монте-Карло моделирования процессов $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ (слева) и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ (справа). Черной линией проиллюстрированы условия отбора событий CsI-калориметром.

$$E_{MB} = c\sqrt{E_{up}E_{dn}} = c\sqrt{E_0 \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right)}E_0 \exp\left(-\frac{L-z}{\lambda}\right) = cE_0 \exp\left(-\frac{L}{\lambda}\right), \quad (3.9)$$

где *с*-калибровочный коэффициент для каждого модуля, E_{up} и E_{dn} энерговыделение в ФЭУ, расположенных на обоих концах модуля в области переднего барреля и CsI калориметра соответственно, E_0 - энергия γ -кванта, *z*координата попадания γ -кванта в модуль, *L*-длина модуля главного барреля (5.5 м). Вычисленная таким образом величина энерговыделения в модуле детектора не зависит от координаты попадания γ -кванта в главный баррель.

Ограничения на энерговыделение в детекторах CC00, CC02-CC07 применялись для подавления событий, в которых дополнительные *γ*-кванты могли улететь вдоль направления пучка, через область его прохождения.

Детектор BackAnti (BA) был расположен в конце установки и предназначался для отсеивания событий, в которых *γ* пролетали непосредственно в пучке.

Фоновые распады, содержащие в конечном состоянии заряженные частицы отсеивались путем наложения ограничений на энерговыделение в детекторах CV, BHCV, BCV, а также на сцинтилляционные модули детекторов CC04 и CC05.

69

В таблице 3.1 представлены значения ограничений на энерговыделение в вето детекторах установки, использованных при анализе данных эксперимента E391.

Детектор	Ограничение на	Примечания
	энерговыделение	
	в детекторе	
CC00	2.0 МэВ	
FB	1.0 МэВ	Сумма внутр. и
		внешн.
		модулей
CC02	1.0 МэВ	
BCV	0.75 МэВ	$\sqrt{E_{up}E_{dn}}$
МВ Внутренние модули	1.0 МэВ	$\sqrt{E_{un}E_{dn}}$
МВ Внешние модули	1.0 МэВ	y up un
СV Внутренние модули	0.7 МэВ	
СV Внешние модули	0.3 МэВ	
CC03	2.0 МэВ	
CsI	10 МэВ	d < 17 см
CsI	5 - (3/8)(d - 17)	17 < <i>d</i> < 25см
CsI	2 МэВ	<i>d</i> > 25 см
Sandwich	2.0 МэВ	
СС04 Сцинтиллятор	0.7 МэВ	
СС04 Калориметр	2.0 МэВ	
СС05 Сцинтиллятор	0.7 МэВ	
СС05 Калориметр	3.0 МэВ	
CC06	10 МэВ	
CC07	10 МэВ	
BHCV	0.1 МэВ	
ВА Сцинтиллятор (Run-2)	20 МэВ	Сумма слоя
BA PWO (Run-3)	50 МэВ	Сумма слоя
ВА Кварц	0.5 MiPs	

Таблица 3.1 - Значения ограничений на энерговыделение в вето детекторах установки в анализе данных эксперимента E391 [6].

3.3.2 Ограничения на кинематические величины распада

Для разделения фоновых и сигнальных событий применялись ограничения на кинематические величины распада, которые восстанавливались на основе информации об энергии и координатах двух *γ*-квантов, зарегистрированных CsI-

калориметром. Они могут быть разделены на три категории: ограничения на характеристики γ -кластеров, двух-фотонные ограничения, ограничения на кинематику π^0 -мезона.

Ограничения на характеристики у-кластеров

Данные критерии отбора предназначались для отсеивания событий, в которых восстановленные γ-кластеры могут быть образованы адронными ливнями, γ-квантами, рожденными при взаимодействии гало нейтронов пучка, а также в результате слипшихся кластеров от двух γ-квантов или перекрытия с другими событиями в калориметре.

<u>Энергия ү-квантов</u>

Чтобы исключить кластеры образованные низкоэнергетическими адронными или слабореконструируемыми электромагнитными ливнями, на энергии двух зарегистрированных γ -квантов налагались условия: $E_L > 150$ МэВ и $E_H > 250$ МэВ, где E_L и E_H низкоэнергетический и высокоэнергетический γ -кванты, соответственно.

<u>Размер ү-кластера</u>

Данное условие распространяется на количество кристаллов CsI из которых состоит сам кластер. Требовалось, чтобы число кристаллов в кластере с энерговыделением большим 5 МэВ и 1 МэВ составляло не менее 3 и 5 шт., соответственно. Ограничение на размер кластера исключает события от низкоэнергетических адронных ливней и слабоионизирующих частиц из заряженных каналов распадов.

Величина отношения энергии в кластере

Величина отношения энергии в кластере определялась как:

71

$$E_{R} = \begin{cases} \frac{e_{1}}{E_{dep}} & N \leq 2\\ \frac{e_{1} + e_{2}}{E_{dep}} & N = 3\\ \frac{e_{1} + e_{2} + e_{3}}{E_{dep}} & N \geq 4 \end{cases}$$
(3.10)

где *N*- количество кристаллов в кластере с энерговыделением больше 1 МэВ, E_{dep} - суммарная энергия кластера, e_1, e_2 и e_3 – максимальные значения энерговыделения в кристаллах кластера в порядке убывания, соответственно. Соотношение (3.10) эффективно подавляло широкие адронные ливни, возникающие в результате взаимодействия нейтронов, требовалось $E_R > 0.88$.

Разброс времени в кластере

Для того, чтобы исключить перекрытие случайных событий с *γ*-кластерами и распознать слипшийся кластер, была определена величина:

$$TDI = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{i=1}^{N} (T_i - T_m)^2} \quad (e_i > 1 \text{M} \Im \text{B}), \qquad (3.11)$$

$$T_m \equiv \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} T_i$$
 ($e_i > 5M \ni B$), (3.12)

где e_i – энерговыделение в каждом кристалле, N и n – количество кристаллов с энергией больше 5 МэВ и 1 МэВ соответственно, T_m – среднее время среди кристаллов в кластере.
Координаты попадания ү-кванта

Ограничения на положение координаты (x, y) γ -кванта определялись следующими условиями: (x, y) > 18 см и $\sqrt{x^2 + y^2} < 88$ см относительно центра калориметра. Данные требования необходимы для подавления событий взаимодействия гало нейтронов пучка с материалом детектора CV, при которых рожденные γ -кванты пролетают вблизи оси пучка, а также для сокращения эффектов утечки электромагнитных ливней на краях калориметра.

<u>"Fusion" нейронная сеть</u>

Механизм возникновения фоновых процессов $K_L^0 \to \pi^0 \pi^0$ и CV- π^0 в основном заключается в образовании слипшихся кластеров от двух γ -квантов или перекрытии γ -кластеров с другой активностью в калориметре, которые в результате имеют более широкую энергетическую форму в матрице кристаллов CsI. Для подавления таких событий была использована нейронная сеть, которая на основе информации об энерговыделении в кристаллах образовавшегося кластера разделяла слипшиеся и одиночные γ -кластеры.

<u>СV-η нейронная сеть</u>

Поскольку η -мезоны рождались в результате взаимодействия гало нейтронов с детектором CV, расположенным непосредственно перед CsI-калориметром, а также имели большую массу чем у π^0 , то γ -кванты, рожденные при распаде η , в основном попадали в калориметр под большими углами. В этом случае образованные в калориметре кластеры имели больший энергетический размер (разброс по кристаллам) в радиальном направлении по отношению к обычным кластерам. На основе этого была разработана нейронная сеть, которая, используя энергетические параметры образовавшегося кластера, а также его радиальные характеристики, позволяла разделять кластеры от фоновых событий CV- η и сигнальных $K_I^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$.

Двух-фотонные ограничения

Для исключения случайных событий в калориметре применялись ограничения, накладываемые одновременно на оба восстановленных γ -кванта.

Расстояние между гамма-квантами

Чтобы избежать случаи ошибочной идентификации двух *γ*-квантов как одного, требовалось, чтобы расстояние между ними составляло не менее 15 см.

Разница времени регистрации

В дополнение к пространственному разделению, для подавления фона от случайных событий, накладывалось ограничение на разницу времени регистрации двух γ -квантов, которая должна была находится в пределах $-9.6 < \Delta T < 18.4$ нс.

Баланс энергии гамма-квантов

Величина определялась формулой:

$$B_E = \frac{E_H - E_L}{E_H + E_L},$$
 (3.13)

где E_L и E_H энергия низкоэнергетичного и высокоэнергетичного γ -кванта соответственно. Требовалось чтобы значение B_E было менее 0.75.

Ограничения на кинематику π^0 -мезона

Данные ограничения накладывались непосредственно на кинематические характеристики восстановленного π^0 -мезона, для того чтобы отсеять фоновые события $K_L^0 \to \gamma \gamma$, $\eta \to \gamma \gamma$, а также события рождения π^0 в результате взаимодействий гало нейтронов пучка.

Для подавления фонов от высокоэнергетических нейтронов пучка, требовалось, чтобы кинетическая энергия реконструированных π^0 была меньше 2 ГэВ.

Проекция импульса π^0

Ограничение направлено на отсеивание фоновых событий СV- η . Для этого определялась величина $P_R \equiv P_T/P_Z$ в зависимости от координаты вершины распада Z_{vtx} , где P_T и P_Z поперечный и продольный импульс π^0 соответственно. События, которые попадали выше линии соединяющей точки с координатами (300 см, 0.2) и (500 см, 0.34) в плоскости (Z_{vtx} , P_R) отбрасывались.

Недостающий импульс

Зная инвариантную массу системы $\nu \tilde{\nu}$ можно восстановить импульс K_L^0 мезона в распаде $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$. Так, положив что $m_{\nu \tilde{\nu}} = 0$, для каждого события определялось значение "недостающего импульса" P_{miss} системы $\nu \tilde{\nu}$, при условии, что поперечный импульс всей системы (P_T) сбалансирован. Тогда величина $P_{min} = P_{miss} + P_Z$ представляет собой минимальное значение восстановленного импульса K_L^0 -мезона, которое соответствует распаду $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$. Для подавления событий СС02- π^0 требовалось чтобы $P_{min} < 2$ ГэВ.

Угол акомпланарности

События $K_L^0 \rightarrow \gamma \gamma$ характеризуются малыми значениями поперечного импульса P_T (рисунок 3.9 (с)) и могут быть отсеяны путем наложения ограничений на данную величину. Однако, в случае ошибки в измерении энергии γ -квантов изза больших утечек электромагнитых ливней или фотоядерных взаимодействий, восстановленное значение поперечного импульса распада может сместиться в область больших значений. Для подавления таких событий налагалось условие на

геометрию распада $K_L^0 \to \gamma \gamma$, а именно требовалось чтобы значение угла акомпланарности было $\theta_{acop} > 45^{\circ}$ (3.14).

$$\theta_{acop} = 180^{\circ} - \arccos\left(\frac{\overrightarrow{P_T^{\gamma_1}} \cdot \overrightarrow{P_T^{\gamma_2}}}{\left|\overrightarrow{P_T^{\gamma_1}}\right| \left|\overrightarrow{P_T^{\gamma_2}}\right|}\right), \qquad (3.14)$$

где $\overrightarrow{P_T^{\gamma_1}}$ и $\overrightarrow{P_T^{\gamma_2}}$ векторы поперечного импульса двух γ -квантов.

Угол попадания у в калориметр (Нейронная Сеть)

Для подавления фоновых событий от взаимодействий нейтронов пучка с материалом детекторов (CV- η , CV- π^0) применялось ограничение на величину разности восстановленных углов попадания γ -квантов в калориметр:

$$\Delta \theta = \theta_{rec} - \theta_{NN}, \qquad (3.15)$$

где θ_{rec} - угол рассчитанный при помощи восстановленной координаты Z_{vtx} вершины распада π^0 -мезона (гл. 3.1.2), а θ_{NN} – угол, восстановленный специально обученной нейронной сетью на основе информации о форме образованного γ -кластера.

В таблице 3.2 представлены значения ограничений накладываемых на кинематические величины восстановленных событий используемых в анализе данных эксперимента E391.

Сигнальная область

Как было описано ранее, основным критерием отбора событий $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ являлось наличие сигнала в кинематической области ограниченной значениями восстановленного импульса $0.12 \le P_T \le 0.24 \ {\Gamma}$ эB/с и координатами вершины распада $340 \le Z_{vtx} \le 500 \ {\rm cm}$.

В результате финального анализа данных эксперимента E391a был получен верхний предел на величину относительной вероятности распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ [6], значение которого составило:

$$Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}) < 2.6 \times 10^{-8} (90\% \ C. L.),$$
 (3.16)

при этом уровень вклада фоновых событий в сигнальную область составил N = 0.87 события.

Кинематическая величина	Значение величины	
	Мин.	Макс.
Высокоэнергетичный γ	250.0 МэВ	
Низкоэнергетичный ү	150.0 МэВ	
Количество кристаллов в	3	
кластере с <i>E</i> > 5 МэВ		
Количество кристаллов в	5	
кластере с <i>E</i> > 1 МэВ		
Отношение энергии в кластере	0.88	
Разброс времени в кластере		2.0
"fusion" нейронная сеть	0.7	
Координаты попадания ү-кванта	18 см (кв.)	88 см (рад)
"CV-η" нейронная сеть	1.4	
Расстояние между ү	15.0	
Разница времени регистрации	-9.6 нс	18.4 нс
Баланс энергии двух ү		0.75
Кинетическая энергия π^0		2.0 ГэВ
Недостающий импульс π^0		2.0 ГэВ
Угол акомпланарности	45 °	
Угол попадания ү (нейронная	-20°	
сеть)		
Проекция импульса π^0		см. в тексте

Таблица 3.2 - Значения порогов, накладываемых на кинематические величины распада в финальном анализе данных эксперименте E391 [6].

Глава 4. Метод восстановления угла попадания *γ*-квантов в главный CsI-калориметр установки

Изначально установка E391a не проектировалась для измерения направления регистрируемых γ -квантов, поэтому в эксперименте для вычисления вершины распада $\pi^0(X_{vtx}, Y_{vtx}, Z_{vtx})$ и в последующем других кинематических величин использовалось предположение о том, что два γ -кванта образовались в результате распада π^0 и их инвариантная масса равна его массе покоя, а поперечные координаты вершины распада находятся на оси пучка (гл. 3.1).

При таком допущении фоновые события могут быть ошибочно идентифицированы как сигнальные, например, если два зарегистрированных γ -кванта были образованы не от распада π^0 , или вершина рождения двух γ -квантов лежит не на оси пучка установки. Это приводит к неверному восстановлению угла разлета γ -квантов и, соответственно, к переносу ошибочно восстановленной вершины в область сигнального региона (рисунок 4.1).

Такие пробелы в методе идентификации сигнального распада особенно были проявлены в процессе обработки первого сеанса набора данных [52], в котором материал провисшей мембраны, отделяющей области глубокого и низкого вакуума, стал основным источником фоновых событий.

Для подавления такого рода фоновых событий был разработан метод измерения углов попадания γ-квантов [62, 7, 8] в CsI-калориметр установки.

4.1 Восстановление угла попадания γ-квантов с использованием GRNN-нейронной сети

Для восстановления значений углов попадания *γ*-квантов в главный CsIкалориметр (рисунок 4.2) была использована специально обученная нейронная сеть вида GRNN (Generalized Regression Neural Network) [63] с радиально базисными передаточными функциями. Этот тип нейронной сети обладает свойством очень точной аппроксимации многомерных зависимостей, однако требует большого количества обучающих примеров.



Рисунок 4.1 - Схематическое изображение восстановления ложной вершины распада *η*-мезона, образовавшегося при взаимодействии гало-нейтронов пучка с материалом детектора заряженного вето (Charged Veto). Прямоугольником отмечена сигнальная область в плоскости





Нейронная сеть состоит из четырех слоев (рисунок 4.3).

1. Входной слой

В качестве входных параметров сети выступают энергетические характеристики образованного в результате взаимодействия *γ*-кванта кластера, который представляет собой набор CsI-кристаллов, сгруппированных в матрицу размером [7x7]. Центром этой группы является кристалл с энерговыделением большим любого соседнего.



Рисунок 4.3 - Схематический вид GRNN нейронной сети.

Так на вход сети подавались следующие параметры кластера: энергия γ кванта, координата попадания γ -кванта в калориметр, количество кристаллов в образованном кластере, значение энерговыделения в каждом кристалле кластера, координаты каждого кристалла в кластере и угол φ – угол между осью X и проекцией направления γ -кванта на плоскость (X, Y) (рисунок 4.2).

2. Первый скрытый слой

Слой состоит из радиальных элементов и формируется набором нейронов, число которых соответствует количеству обучающих примеров. В качестве радиальных функций были использованы функции Гаусса, центры которых совпадают со значениями величины выделившейся энергии в соответствующих обучающей выборки, нормированной сумму кристаллах кластера на энерговыделений всех кристаллов в кластере. При таком способе задания центров радиальных функций, наиболее вероятностное решение соответствует минимальному значению суммы квадратов отклонений энергий в кристаллах кластера обучающего и реконструируемого события.

В этом слое вычисляется разность между энергиями (нормированными на полную энергию кластера) в соответствующих кристаллах обучающего и реконструируемого события:

$$D_{i} = \sum_{k=1}^{49} \left(\frac{E_{k}}{\sum_{l=1}^{49} E_{l}} - \frac{T_{i,k}}{\sum_{l=1}^{49} T_{i,l}} \right)^{2},$$
(4.1)

где *k*-порядковый номер кристалла в кластере, *i*-номер обучающего примера, *E*-энергия в кристалле восстанавливаемого кластера, *T*- энергия в кристалле обучающего примера.

После чего рассчитывается вес для каждого события из обучающей выборки равный значению функции гаусса от вычисленного значения разности *D_i*:

$$W_i = gaus(D_i, \sigma_i), \tag{4.2}$$

где σ_i - параметр, равный среднему расстоянию (в пространстве энерговыделений кристаллов) от соответствующего обучающего примера до двух ближайших (по углу θ).

Таким образом, формируется набор весов, соответствующий отклонению реконструируемого события от событий обучающей выборки.

3. Второй скрытый слой

Данный слой содержит два элемента, один из которых производит линеаризацию весов, путем их умножения на выходные значения обучающей выборки и формирует их взвешенную сумму путем сложения $\sum_{i=1}^{n} W_i \theta_i$, а второй элемент рассчитывает сумму всех весовых коэффициентов $\sum_{i=1}^{n} W_i$.

4. Выходной слой

В данном слое производится оценка взвешенного среднего значения на основе полученных весов:

$$\theta = \frac{\sum_{i=1}^{n} W_i \theta_i}{\sum_{i=1}^{n} W_i},\tag{4.3}$$

где θ_i - значение угла в *i*-м обучающем примере, *n*-количество обучающих примеров.

Для создания статистики обучающих примеров была создана программа моделирования с использованием пакета Geant4 [64], имитирующая развитие электромагнитных ливней в матрице CsI кристаллов размером [7х7]. Было 10^{8} порядка электромагнитных ливней, разыграно на основании чего, сформирована база данных параметров нейронной сети, в интервале значений энергий кластеров от 200 МэВ до 2500 МэВ с шагом в 50 МэВ. Угол попадания уквантов разыгрывался равномерно от 0 до 50 градусов, угол ϕ менялся от 0 до 45 градусов с шагом в 3 градуса. Точка попадания изменялась дискретно, с шагом в 0.35 см. Каждый обучающий пример представляет собой набор величин, характеризующих начальную частицу (энергия, координата и направление попадания в кристалл CsI), а также конечное наблюдаемое состояние ливня – энерговыделение в 49 кристаллах кластера CsI. В общей сложности размер базы данных составил около 200 Гб дискового пространства. Данные сохранялись с использованием пакета ROOT [65].

Для изучения параметров обученной нейронной сети было проведено Монте-Карло моделирование электромагнитных ливней в котором события имели равномерное распределение по параметрам, передаваемым на вход нейронной сети.

Характеристики линейности восстановления угла попадания ү-кванта представлены на рисунке 4.4.

На рисунке 4.5 представлены распределения абсолютной ошибки восстановления угла попадания γ-кванта при энергиях 1 ГэВ и 2 ГэВ.



Рисунок 4.4 - Линейность восстановления направления γ-квантов. Пунктирная красная линия соответствует идеальному восстановлению. Результат получен обработкой Монте-Карло событий с энергией γ-кванта 1000 МэВ.



Рисунок 4.5 - Распределение абсолютной ошибки восстановления направления γ-квантов при энергиях 1 ГэВ (слева) и 2ГэВ (справа). Угловое разрешение составило σ =5.4° и σ =4.0° соответственно.

Так же была получена зависимость ошибки восстановления угла попадания γ -кванта от его энергии (рисунок 4.6). Распределение было фитировано функцией $\sigma(E) = \frac{p_0}{\sqrt{E(GeV)}} + p_1$. В результате вычисления параметров фита, было получено угловое разрешение, описываемое выражением: $\sigma(E) = \frac{3.63^{\circ}}{\sqrt{E(GeV)}} + 1.69^{\circ}$.



Рисунок 4.6 - Зависимость углового разрешения от энергии налетающих у-квантов.

4.2 Восстановление массы распавшейся частицы $X \rightarrow \gamma \gamma$

При помощи нейронной сети было обработано Монте-Карло моделирование распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$. На рисунке 4.6 представлены распределения ошибки восстановления угла попадания для высокоэнергетического (справа) и низкоэнергетического (слева) γ -квантов, образованных в результате распада π^0 .



Рисунок 4.6 - Распределения абсолютной ошибки восстановления углов попадания γ -квантов для Монте-Карло моделирования распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ ($\sigma = 2.2^\circ$ (слева), $\sigma = 3.0^\circ$ (справа)).

Используя восстановленные значения углов γ -квантов и метод условной минимизации с использованием функции Лагранжа [66] восстановим вершину распада $X \to \gamma \gamma$ на примере распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ [2].

Так как с помощью нейронной сети мы восстанавливаем два угла θ_1 и θ_2 , тогда:

$$\chi^{2} = \frac{(\theta_{1} - \theta_{1}^{0})^{2}}{\sigma_{\theta_{1}}^{2}} + \frac{(\theta_{2} - \theta_{2}^{0})^{2}}{\sigma_{\theta_{2}}^{2}},$$
(4.4)

где θ_1^0 и θ_2^0 начальные измерения углов θ_1 и θ_2 соответственно, а σ_{θ_1} и σ_{θ_2} ошибки восстановления углов.

Полагая, что два γ -кванта имеют общую точку рождения и она расположена на оси пучка ($X_{vtx} = Y_{vtx} = 0$) из геометрии распада (рисунок 4.7) получаем условие:

$$Z_{vtx1} - Z_{vtx2} = \frac{\sqrt{x_1^2 + y_1^2}}{tg\theta_1} - \frac{\sqrt{x_2^2 + y_2^2}}{tg\theta_2} \equiv 0,$$
(4.5)

где Z_{vtx1} и Z_{vtx2} координаты вершины рождения γ -квантов, x, y- координаты попадания γ -квантов в калориметр.



Рисунок 4.7 - Схематическое представление параметров, используемых при вычислении вершины распада π^0 .

Используя метод неопределенных множителей Лагранжа получаем:

$$\chi^{2} = \frac{(\theta_{1} - \theta_{1}^{0})^{2}}{\sigma_{\theta_{1}}^{2}} + \frac{(\theta_{2} - \theta_{2}^{0})^{2}}{\sigma_{\theta_{2}}^{2}} + 2\lambda \left(\frac{\sqrt{x_{1}^{2} + y_{1}^{2}}}{tg\theta_{1}} - \frac{\sqrt{x_{2}^{2} + y_{2}^{2}}}{tg\theta_{2}}\right).$$
(4.6)

Для минимизации величины χ^2 необходимо чтобы частные производные $\frac{\partial \chi^2}{\partial \theta_1}$, $\frac{\partial \chi^2}{\partial \theta_2}$ и $\frac{\partial \chi^2}{\partial \lambda}$ были равны нулю. В результате получаем систему из трех уравнений с тремя неизвестными (4.7), решив которую мы однозначно определим вершину образования γ -квантов.

$$\begin{cases} \frac{\partial \chi^2}{\partial \theta_1} = \frac{\theta_1 - \theta_1^0}{\sigma_{\theta_1}^2} - \lambda \left(\frac{\sqrt{x_1^2 + y_1^2}}{tg^2 \theta_1} \frac{1}{cos^2 \theta_1} \right) = 0 \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial \theta_2} = \frac{\theta_2 - \theta_2^0}{\sigma_{\theta_2}^2} + \lambda \left(\frac{\sqrt{x_2^2 + y_2^2}}{tg^2 \theta_2} \frac{1}{cos^2 \theta_2} \right) = 0 \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial \lambda} = \frac{\sqrt{x_1^2 + y_1^2}}{tg \theta_1} - \frac{\sqrt{x_2^2 + y_2^2}}{tg \theta_2} = 0 \end{cases}$$
(4.7)

На рисунке 4.8 изображена разность между вершиной распада, рассчитанной с использованием углов, восстановленных нейронной сетью и вершиной, полученной из кинематики Монте-Карло моделирования распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$.

Так как известны координаты вершины распада частицы, то соответственно можно восстановить массу распавшейся частицы $X \rightarrow \gamma \gamma$. Из закона сохранения 4-импульса можно получить:

$$M_X^2 = 2E_1 E_2 (1 - \cos\theta), (4.8)$$

где θ - угол разлета гамма, E_1 и E_2 - энергии двух γ -квантов.



Рисунок 4.8 - Разность между координатой вершины восстановленной с использованием нейронной сети и координатой вершины, полученной из кинематики для Монте-Карло моделирования распада *K*⁰_L → π⁰νν̃ (μ =8.7 см, σ =36.0 см).

Угол разлета *γ*-квантов можно получить из геометрических соображений распада (гл. 3.1.2, рисунок 3.3):

$$\cos\theta = \frac{d_1^2 + d_2^2 - r_{12}}{2d_1 d_2}.$$
(4.9)

Ha рисунке 4.9 изображено распределение инвариантной массы γ -квантов, полученное с зарегистрированных использованием метолики восстановления угла γ -квантов для Монте-Карло моделирования распада $K_L^0 \rightarrow$ $\pi^0 \nu \tilde{\nu}$. Представленное распределение хорошо описывается функцией Гаусса, среднее значение которой составляет µ=0,136ГэВ, что хорошо согласуется с величиной массы π^0 -мезона в пределах полученной ошибки $\sigma = 0.028\Gamma$ эВ.

Для проверки корректности работоспособности полученного метода восстановления массы распавшейся частицы $X \to \gamma \gamma$, был обработан процесс $K_L^0 \to \gamma \gamma$ тем же алгоритмом что и распад $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$. Полученный результат представлен на рисунке 4.10.



Рисунок 4.9 - Распределение значений восстановленной инвариантной массы γ -квантов для Монте-Карло событий $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu} \ (\mu = 0.136 \Gamma_{2}B, \sigma = 0.028 \Gamma_{2}B).$



Рисунок 4.10 - Распределение значений восстановленной инвариантной массы γ -квантов для Монте-Карло моделирования распада $K_L^0 \to \gamma \gamma$ ($\mu = 0.456\Gamma$ эВ, $\sigma = 0.095\Gamma$ эВ).

4.3 Исследование основных источников фоновых событий

Используя вышеописанный способ восстановления вершины распада и массы распавшейся частицы, были обработаны и исследованы основные фоновые процессы (гл. 3.2.2) дающие вклад в сигнальную область.

На рисунке 4.11 показано распределение массы распавшейся частицы, для фоновых событий от взаимодействия нейтронов пучка с детектором СС02, при котором происходит рождение π^0 -мезонов.

На рисунках 4.12 и 4.13 представлены распределения инвариантной массы двух γ -квантов для фоновых событий от взаимодействия нейтронов с детектором вето заряженных частиц калориметра (CV) с рождением π^0 и η мезонов соответсвенно.

Все распределения были получены для Монте-Карло моделирования фоновых событий.

Из распределения (рисунок 4.13) видно, что корректно восстановить массу распавшегося *η*-мезона не удалось. На распределении среднее значение массы составляет 0,11 ГэВ, а табличное значение составляет 0,548 ГэВ.

Исследования показали, что причиной неправильного восстановления массы η -мезона, а также неточностей в определении масс событий CV- π^0 и CC02- π^0 (сдвиг вправо от значения массы π^0) является допущение о том, что точка распада $X \rightarrow \gamma \gamma$ находится на оси пучка, т.е. имеет координаты (0,0, Z_{vtx}). Что на самом деле неверно (рисунок 4.14). Поэтому при восстановлении массы мы допускаем ошибку.



Рисунок 4.11 - Распределение инвариантной массы двух γ-квантов для фоновых событий от детектора CC02.



Рисунок 4.12 - Распределение восстановленной эффективной массы двух γ-квантов для фоновых событий CV-π⁰.



Рисунок 4.13 - Распределение восстановленной массы двух γ-квантов для фоновых событий CV- η.

Однако, то обстоятельство, что распределения масс для фоновых событий смещены влево относительно значения массы π^0 и имеют более широкий спектр, чем распределение для сигнальных событий, позволило использовать восстановленную массу в качестве переменной для подавления фоновых событий.

Так же в анализ данных были внедрены переменные $\Delta \theta_{\gamma 1}, \Delta \theta_{\gamma 2}$ – разность между углом, восстановленным нейронной сетью и углом, полученным в

предположении того, что инвариантная масса двух γ -квантов равна массе π^0 для высокоэнергетического и низкоэнергетического γ -квантов соответственно (рисунок 4.15).



Рисунок 4.14 - Графическое изображение схемы восстановления событий CV- η и CV- π^0



Рисунок 4.15 - Распределения величины $\Delta \theta_2$ для Монте-Карло событий $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ (слева) и событий CV- π^0 (справа).

Применение полученных переменных в анализе данных второго сеанса набора данных (Run-II) эксперимента E391a позволило увеличить чувствительность установки к регистрации распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ на 35% [67].

Глава 5. Метод автоматической оптимизации критериев отбора событий

В главе 3.3 были описаны величины, накладывая ограничения на которые, в анализе данных эксперимента производился отбор сигнальных событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ (*S*-signal), а также осуществлялось подавление фоновых процессов (*N*-noise). Как видно из таблиц 3.1 и 3.2 количество переменных участвующих в отборе событий равно тридцати восьми.

Классический подход в определении значений ограничений для каждой величины заключается в сравнении ее распределений для Монте-Карло моделирования искомого распада и фоновых событий. Однако существуют некоторые трудности в использовании данного метода. Во-первых, для максимизации величины S/N необходима оптимизация значений ограничений величин, что является трудоемким процессом и требует значительных затрат времени. Во-вторых, нет никаких явных признаков и правил отбора, которые могут гарантировать, что вновь полученный набор значений ограничений позволит получить наилучшее значение отношения S/N среди остальных и увеличить чувствительность эксперимента. В-третьих, при выполнении ручной оптимизации невозможно явно учесть корреляции между оптимизируемыми величинами, так как их количество велико. То есть, конечный результат обработки напрямую зависит от влияния человеческого фактора.

Чтобы избежать таких трудностей был разработан метод автоматической оптимизации критериев отбора событий на основе генетических алгоритмов [1, 5].

В работах [68-72] приведены результаты использования генетических алгоритмов и генетического программирования в обработке экспериментальных данных.

5.1 Генетическое программирование

Генетическое программирование [73, 74] представляет собой метод автоматического создания и адаптации программ для решения поставленных задач, основанный на принципах работы генетических алгоритмов [75, 76].

Главное отличие метода генетического программирования от метода генетических алгоритмов заключается в представлении, кодировании и инициализации особей в популяции. В генетическом программировании в качестве особи выступает программа (дерево функций, структура), которая имеет различную величину и сложность. В то время как в приложениях на основе генетических алгоритмов используют строку для представления особи в популяции. Длинна строки кодирования особи в генетических алгоритмах фиксирована, в то время как размер программы (или дерева, структуры) в генетическом программировании индивидуален и может иметь переменную длину.

В генетическом программировании каждая особь в популяции представляет собой структуру, которая состоит из связанных между собой узлов, каждый из которых возвращает единственное значение. Существует два типа узлов – функциональные, содержащие функции или операторы, и терминальные, содержащие переменные и константы. Функциональные узлы принимают одну или несколько входных переменных, терминальные не принимают никаких аргументов и имеют одно значение.



Рисунок 5.1 - Древовидное представление выражения (0.35 \ 0.73) - (0.48 + 0.11).

Программы в генетическом программировании чаще всего интерпретируются в древовидной форме, где листья дерева представляют терминалы, а функции располагаются на ветвях дерева (рисунок 5.1). В общем случае генетическая программа производит анализ функции корневой вершины дерева, узлы которой принимают в качестве аргументов результаты вычислений поддеревьев, расположенных ниже.

Таким образом важной частью генетического программирования является определение множества терминальных и множества функциональных узлов, так как они представляет собой компоненты, из которых будет создаваться программа (анализируемое дерево, математическое выражение) для решения проблемы.

Метод генетического программирования подразумевает следующие этапы:

1. Генерация начальной популяции особей (программ) для последующей эволюции.

2. Оценка пригодности каждой особи для решения поставленной задачи.

3. Отбор особей из популяции для следующей генерации поколения.

4. Генерация нового поколения путем применения генетических операторов.

5. Повтор этапов 2-4 заданное число раз.

6. Завершение работы генетической программы и представление решения.

5.2 Метод автоматической оптимизации критериев отбора событий

Реализация метода автоматической оптимизации критериев отбора событий была выполнена с использованием пакета *lil-gp* [77], который представляет собой среду генетического программирования (GPF – Genetic Programming Framework).

Особенностями пакета *lil-gp* являются [77]:

1. Реализация на языке программирования С, что обеспечивает возможность создания и использования программ на различных платформах UNIX/DOS/MacOS.

2. Гибкость в использовании: опции запуска программ определяются через текстовый файл параметров или с помощью аргументов командной строки.

3. Возможность реализации процедуры записи промежуточных результатов расчётов в файл и перезапуск задачи с места "останова".

4. Различные механизмы отбора особей в популяции: пропорциональный отбор, турнирный отбор, инвертированный отбор, случайный отбор, отбор лучшего или худшего.

5. Наличие основных генетических операторов: скрещивание, размножение, мутация.

6. Существуют опциональные ограничения на узлы и/или размеры создаваемых деревьев.

7. Обширный вывод информации о работе программ, включая статистические файлы, которые могут быть использованы для анализа и построения графиков.

Постановка задачи

Рассмотрим отдельный набор критериев отбора как одну особь. Это означает, что особь состоит из некоторого числа выражений, каждое из которых соответствует одному значению величины ограничения. В результате эволюции каждого выражения в конечном итоге мы можем получить значение соответствующего ограничения. Процесс эволюции подразумевает получение особи максимально удовлетворяющей функции пригодности *F*, параметрами которой выступают значения *S* и *N*, вычисляемые отдельно для каждой особи.

Предположим, что количество переменных для оптимизации равно M, то соответственно каждая особь будет состоять из M древовидных структур.

1. Генерация начальной популяции

Для генерации начальной популяции необходимо определить функциональные и терминальные множества, из которых случайным образом будут формироваться особи популяции.

В качестве функционального множества был задан следующий набор функций:

"+", "-", "*", "\", sin(x), cos(x), tan(x), exp(x), log(x), sqrt(x), pow(x, y).

В качестве терминалов выступали так называемые случайные константы с коротким временем "жизни" (ephemeral random constant), которые генерировались в интервале [0;1).

В GPF *lil-gp* формирование начальной популяции может происходить следующими способами:

1) *full* – метод генерирует полную структуру дерева в соответствии с заданным размером, при этом все деревья в популяции имеют одинаковую форму и высоту.

2) grow – метод который случайным образом заполняет корневой узел дерева функцией или терминалом. В случае если выбрана функция, дочерние узлы, необходимые для этой функции снова выбираются случайным образом.

Заполнение дерева останавливается, когда все доступные узлы заполнены терминалами, либо достигнута максимальная высота дерева. В данном случае деревья в популяции имеют различную высоту и форму.

3) half-to-half – представляет собой комбинацию описанных выше методов.

В программе обработки все деревья инициализировались методом *grow*. Максимальная высота каждого дерева была ограничена числом 17. Количество особей в популяции составляло 200.

2. Оценка пригодности

Важным моментом в генетическом программировании является оценка пригодности той или иной особи. Пригодность – это мера того, насколько хорошо программа или дерево решает поставленную задачу. На основании значения пригодности принимается решение относительно отбора особи для последующей генерации поколений или ее удаления.

В *lil-gp* существует несколько видов оценок пригодности [77]. Одной из важных является вычисление стандартизированной пригодности f_S , которая при наилучшем возможном решении будет иметь значение 0, в то время как остальные

решения будут иметь положительные значения пригодности. Определение этой функции зависит от конкретной решаемой задачи.

В задаче оптимизации *f_S* была определена как двумерная функция, аргументами которой являются значения величины сигнала *S* и фона *N* в сигнальной области:

$$f_S = F(S, N). \tag{5.1}$$

Главной особенностью функции пригодности F(S, N) является способ ее задания. Используя различные виды определения данной функции можно менять концепцию направления процесса эволюции, т.е. поиска соответствующего решения – максимизировать величину *S* или уменьшать уровень фона *N*, или сохранять значение отношения *S*/*N* на заданном уровне.

На различных этапах оптимизации критериев отбора были использованы различные виды задания F(S, N), например [5].

3. Отбор особей

Для имитации эволюционного процесса естественного отбора, необходимо чтобы вероятность того, что определенная особь передаст следующему поколению часть своего «генетического материала», была в некоторой степени пропорциональна величине пригодности этого индивида.

Наиболее распространенный механизм отбора в генетическом программировании - пропорционально пригодности (fitness-proportionate), в котором вероятность p_i выбора *i*-го индивида равна:

$$p_i = \frac{f_a(i)}{\sum_j f_a(j)},\tag{5.2}$$

где *j*-количество всех особей в популяции, $f_a(i)$ – скорректированная пригодность *i*-го индивида и определяется по формуле:

$$f_a(i) = \frac{1}{1 + f_S(i)}.$$
(5.3)

Таким образом, наиболее пригодные индивидуумы выбираются чаще, чем относительно непригодные.

В GPF *lil-gp* реализованы также и другие механизмы отбора [77]: чрезмерный отбор, турнирный отбор, инвертированный отбор, случайный отбор, отбор лучшего или худшего.

4. Генерация нового поколения

Генерация нового поколения осуществляется путем применения генетических операторов к особям существующей популяции, которые были выбраны в соответствии с заданным механизмом отбора. В *GPF* реализованы три метода [77]: размножение, кроссинговер и мутация. При создании новых поколений можно использовать несколько методов одновременно.

1. Размножение, также можно назвать клонированием. Выбранный индивид из популяции просто копируется в следующее поколение без изменений.

2. Кроссинговер выбирает два родительских дерева и создает два новых дочерних дерева. Имитируя обмен ДНК между двумя родителями, в каждом дереве случайно выбирается узел, эти узлы и все остальные расположенные ниже удаляются из родительских деревьев и вставляются в свободное место в дочерних деревьях (рисунок 5.2).

3. Мутация. В мутации учувствует одна особь. Выбирается узел в родительском дереве, существующее содержимое и все нижерасположенные узлы удаляются, и на его место вставляется новый случайно сгенерированный узел (терминал или функция). Новые узлы вставляются в соответствии с правилами инициализации начальных деревьев. И дерево, и точка мутации выбираются случайным образом. Пример мутации показан на рисунке 5.3.



Рисунок 5.2 - Пример кроссинговера. Узлы кроссинговера обозначены пунктирами.



Рисунок 5.3 - Пример мутации. Узел мутации обозначен пунктирным кругом.

В программе оптимизации, для генерации нового поколения использовались все три оператора. Для каждого из них была задана вероятность, с которой вызывался оператор: кроссинговер – 0.8, репродукция – 0.1, мутация – 0.1.

5. Повтор этапов 2-4

В зависимости от решаемой задачи, количество генераций поколений может быть различным.

99

6. Завершение работы генетической программы и представление решения

После того как заданное количество генераций поколений пройдено, генетическая программа завершает свое исполнение. На данном этапе записывается текстовое представление лучшего решения в файл (не обязательно из последнего поколения), а также записываются другие файлы, содержащие полную статистику работы программы.

Для решения поставленной задачи, на основе библиотек пакета *lil-gp* была разработана программа оптимизации критериев отбора событий для эксперимента E391a. Для вычисления параметров задаваемой функции пригодности, была проведена интеграция программных кодов библиотек *lil-gp* и программных модулей для анализа данных эксперимента E391a, которые позволяют проводить оценку величины чувствительности установки и уровня фоновых событий в автоматическом режиме. Для ускорения исполнения процесса оптимизации программа была адаптирована для исполнения на вычислительной системе параллельной архитектуры с помощью библиотеки Open MPI [78].

В результате применения разработанной процедуры автоматической оптимизации были получены новые значения критериев отбора величин для анализа данных второго сеанса набора данных Run-II, с помощью которых чувствительность установки удалось увеличить на 10% [5].

Глава 6. Повторный анализ данных эксперимента ЕЗ91а

Основываясь на промежуточных результатах, полученных при создании и апробации методов восстановления угла попадания *γ*-кванта в калориметр при помощи нейронной сети и автоматической оптимизации критериев отбора событий на основе генетических алгоритмов, была предложена схема повторного анализа статистики эксперимента E391a [4, 9], которая представляет собой интеграцию разработанных методов (рисунок 6.1).

Алгоритм повторного анализа состоит из трех основных шагов:

1. Отбор переменных и вычисление углов γ – квантов, восстановление инвариантной массы событий $X \to \gamma \gamma$

2. Процедура автоматической оптимизации критериев отбора событий

3. Расчет чувствительности установки и оценка вклада фоновых событий



Рисунок 6.1 - Схема повторного анализа данных эксперимента ЕЗ91а [9].

6.1 Отбор переменных и вычисление углов у – квантов

С целью определения набора величин, которые будут участвовать в процессе оптимизации, а также для уменьшения объема обрабатываемых данных был проведен анализ всех переменных, используемых для отбора событий в

эксперименте E391a (гл. 3.3). Среди них было выделено 33 величины подлежащих процессу оптимизации (таблица 6.2 и 6.3).

В дополнение к полученному набору переменных, используя метод восстановления угла попадания γ -квантов, были вычислены значения величин $\Delta \theta_{\gamma 1}$, $\Delta \theta_{\gamma 2}$, *MassNN* и внедрены в процесс оптимизации.

Результатом данного этапа анализа является "облегченный" набор данных, содержащий несортированные сигнальные и фоновые события, разделение которых возможно осуществить с помощью условий, налагаемых на отобранные для процесса оптимизации переменные.

6.2 Автоматическая оптимизация критериев отбора событий

После извлечения необходимой выборки данных, чтобы исключить вероятность получения нефизических результатов в процессе оптимизации, а также для улучшения сходимости поиска решений, были изучены области изменения всех величин и наложены ограничения на их допустимое значение. Для инициализации начальных значений оптимизируемых переменных были использованы значения, полученные при анализе данных второго сеанса набора эксперимента E391a [53].

Направление поиска решения для процесса оптимизации критериев отбора было выбрано следующим образом: поиск такого набора значений ограничений, при котором значение N - noise будет сохраняться на уровне величины, полученной при финальном анализе данных эксперимента E391a [6], а значение S - signal, при этом, будет максимально возможным.

Для выполнения поставленных условий, значение величины *N* было зафиксировано в интервале [0.7, 0.95], а функция пригодности была задана следующим выражением:

$$F(S,N) = 35 - (1.2 \times S + 10) \times N.$$
(6.1)

102

Распределение функции пригодности в зависимости от величины *S* при различных фиксированных значениях *N* представлено на рисунке 6.2, где вертикальной пунктирной линией отмечено значение чувствительности *S*, полученное в результате финального анализа данных эксперимента (в произв. ед. изм.).



Рисунок 6.2 - Распределение функции пригодности *F*(*S*, *N*) в зависимости от величины *S* при различных фиксированных значениях *N* [9]. Вертикальная линия соответствует значению чувствительности финального анализа данных эксперимента. Все величины представлены в произвольных единицах измерения.

Так как вероятность выбора той или иной особи (набора критериев отбора) из популяции для последующей генерации обратно пропорциональна значению функции пригодности, то есть она растет с приближением ее значения к нулю, то задача поиска наиболее "приспособленной" особи сводится к минимизации данной функции, что достигается при увеличении значения величины чувствительности *S*. Параметры функции (6.1) были подобраны таким образом, чтобы значение F(S, N) = 0 соответствовало увеличению чувствительности *S* более чем в два раза.

Вычисления проводились на вычислительном комплексе ЦИВК ОИЯИ [79] в параллельном режиме с использованием 47 СРU в течении двух месяцев. За это время было проведено порядка ~11000 генераций поколений. В результате вычислений были получены новые значения ограничений как для фотонного вето (таблица 6.1), так и для кинематических величин (таблица 6.2).

Таблица 6.2. Значения ограничений накладываемых на энерговыделение в вето детекторах установки, полученные в результате процедуры автоматической оптимизации с использованием генетических алгоритмов. Для сравнения представлены значения порогов применяемых в анализе данных эксперимента E391a [6].

Детектор	Новое значение Старое значение		Замечания
	порога	порога	
	энерговыделения	энерговыделения	
CC00	2.0 МэВ	2.0 МэВ	
FB	1.0 МэВ	1.0 МэВ	Сумма внут. и
			внеш. модулей
CC02	0.7 МэВ	1.0 МэВ	
BCV	0.52 МэВ	0.75 МэВ	$\sqrt{E_{up}E_{dn}}$
МВ Внутренние модули	1.0 МэВ	1.0 МэВ	$\sqrt{E_{un}E_{dn}}$
МВ Внешние модули	1.0 МэВ	1.0 МэВ	y up un
СV Внутренние модули	0.18 МэВ	0.7 МэВ	
СV Внешние модули	0.3 МэВ	0.3 МэВ	
CC03	1.9 МэВ	2.0 МэВ	
CsI	10 МэВ	10 МэВ	<i>d</i> < 17 см
CsI	$a_1 = 39.5, a_2 = 1.52^1$	5 - (3/8)(d - 17)	17 < <i>d</i> < 25см
CsI	$a_3 = 28.0, a_4 = 1.32$	2 МэВ	<i>d</i> > 25 см
Sandwich	2.0 МэВ	2.0 МэВ	
СС04 Сцинтиллятор	4.0 МэВ	0.7 МэВ	
СС04 Калориметр	4.0 МэВ	2.0 МэВ	
СС05 Сцинтиллятор	0.6 МэВ	0.7 МэВ	
СС05 Калориметр	4.0 МэВ	3.0 МэВ	
CC06	12 МэВ	10 МэВ	
CC07	10 МэВ	10 МэВ	
BHCV	0.08 МэВ	0.1 МэВ	
ВА Сцинтиллятор (Run-2)	20 МэВ	20 МэВ	Сумма слоя
BA PWO (Run-3)	50 МэВ	50 МэВ	Сумма слоя
ВА Кварц	0.5 MiPs	0.5 MiPs	

¹ Для возможности оптимизации порогов энерговыделения накладываемых на CsI-калориметр, зависимость энергии порога от параметра d (3.8) была аппроксимирована функцией вида $E(d) = \frac{a_1}{\sqrt{(a_2d-a_3)^3}} + a_4$.

Таблица 6.2. Значения ограничений, накладываемых на кинематические величины распада, полученные в результате процедуры автоматической оптимизации с использованием генетических алгоритмов. Для сравнения представлены значения порогов применяемых в анализе данных эксперимента E391a [6].

Кинематическая	Новое значение		Старое значение	
величина	величины		величины	
	Мин.	Макс.	Мин.	Макс.
Высокоэнергетичный ү	265.0 МэВ		250.0 МэВ	
Низкоэнергетичный ү	150.0 МэВ		150.0 МэВ	
Количество кристаллов в	2		3	
кластере с <i>E</i> > 5 МэВ				
Количество кристаллов в	5		5	
кластере с <i>E</i> > 1 МэВ				
Отношение энергии в	0.4		0.88	
кластере				
"fusion" нейронная сеть	0.3		0.7	
"CV-η" нейронная сеть	1.4		1.4	
Расстояние между ү	16.0		15.0	
Баланс энергии двух ү		0.84		0.75
Кинетическая энергия π^0		4.0 ГэВ		2.0 ГэВ
Недостающий импульс π^0		2.3 ГэВ		2.0 ГэВ
Угол акомпланарности	35 °		45 °	
Угол попадания ү	-31 °		-20°	
(нейронная сеть)				
Восстановленная масса	0.1	0.25	-	-
MassNN				
Разность восстановленного	-16.0	15.0	-	-
угла $\Delta \theta_{\gamma 1}$				
Разность восстановленного	-7.0	19.6	-	-
угла $\Delta heta_{\gamma 2}$				

На рисунке 6.3 изображены распределения значений величины чувствительности, уровня фона и величины *S/N* в процессе эволюции популяций.

6.3 Оценка чувствительности установки и вклада фоновых событий

Для вычисления чувствительности установки *S* и уровня вклада фоновых событий *N* в сигнальную область, мы использовали процедуру расчета аналогично тому, как это было сделано при финальной обработке физических данных эксперимента E391a. Это позволило провести сравнительный анализ полученных



результатов с результатами эксперимента без применения каких-либо дополнительных поправок из-за различий в методах оценки величин.

Рисунок 6.3 - Распределение величины чувствительности (синим), уровня фона (красным) и величина их отношения *S*/*N* (черным) в процессе эволюции популяций. Стрелкой отмечено наилучшее полученное решение.

Применяя новые значения ограничений переменных для отбора событий, был проведен анализ Монте-Карло (МК) моделирования процессов взаимодействия нейтронов гало-пучка и событий $K_L^0 \to \pi^0 \pi^0$ (рисунок 6.4), которые являются главными источниками возникновения фона в эксперименте.

Результаты проведенных расчетов событий уровня вклада таких В таблице 6.3. сигнальную область представлены Значения скобках В В соответствуют числам, полученным в финальном анализе данных эксперимента E391a [6].



Рисунок 6.4 - Распределение поперечного импульса P_T и Z_{vtx} координаты вершины распада для Монте-Карло моделирования всех наиболее опасных фоновых событий после применения нового набора (слева) и старого набора (справа) критериев отбора. Область, ограниченная черным прямоугольником - сигнальная область. События в области $Z_{vtx} = 275$ см и $Z_{vtx} = 560$ см - взаимодействия гало-нейтронов пучка с детекторами СС02 и CV (Charged Veto) установки соответственно.

	Область-1	Область-2	Область-3	Область-4	Сигнальная область
Физические	752 (<i>360</i>)	151 (<i>101</i>)	9 (8)	16 (<i>8</i>)	0 (<i>0</i>)
данные					
MK CC02 - π^0					0.29 (0.66)
MK CV- π^0					0.34 (незнач.)
MK CV- η					0.25 (0.19)
MK $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$					0.03 (0.02)
МК фона (всего)	752 (<i>360</i>)	127.5 (77.2)	8.1 (5.9)	5.3 (2.9)	0.87 (0.87)
MK $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$					640383 (<i>388205</i>)

Таблица 6.3 - Расчет количества событий в соответствующих областях сигнального графика для различных наборов данных.

Результат обработки экспериментальных данных с использованием нового набора ограничений для отбора событий представлен на рисунке 6.5.

Оценка чувствительности установки была проведена с использованием Монте-Карло моделирования искомого распада $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$. Для этого был произведен подсчет количества оставшихся событий в сигнальной области после применения всех параметров отбора с полученными значениями порогов (таблица 6.3) (рисунок 6.6).



Рисунок 6.5 - Распределение поперечного импульса *P_T* (ось у) и *Z_{vtx}*координаты вершины распада для экспериментальных данных после применения нового набора и старого набора (справа) критериев отбора. Область, ограниченная черным прямоугольником - сигнальная область. События в сигнальной области отсутствуют.

Результаты расчетов показали, что при использовании полученного нового набора критериев отбора чувствительность установки к регистрации распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ увеличилась на 65%, при этом общий вклад фоновых событий в сигнальную область остался на том же уровне что и в результате финального анализа данных [6].



Рисунок 6.6 - Плотность распределения поперечного импульса P_T и Z_{vtx} координаты вершины распада для Монте-Карло моделирования событий $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ после применения нового набора (слева) и старого набора (справа) критериев отбора. Область, ограниченная черным прямоугольником - сигнальная область.
Разработанная схема обработки данных может быть с успехом применена в существующем эксперименте КОТО [23], который является продолжением эксперимента E391a и основан на такой же методике регистрации распада. Чувствительность данного эксперимента позволит зарегистрировать порядка сотни событий $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ в рамках предсказаний Стандартной Модели и измерить его верхний предел относительной вероятности.

Заключение

Целью данной диссертационной работы является разработка новых методов для анализа данных эксперимента E391a, которые позволяют увеличить чувствительность установки к регистрации редкого распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$. В результате проведенных исследований были получены следующие результаты:

1. Проведена модернизация и доработка метода восстановления угла попадания γ -квантов в главный CsI-калориметр установки E391a, в результате чего удалось улучшить линейность восстановления угла нейронной сетью, а также уменьшить ошибки в определении величины углов. На основе полученного метода были получены новые переменные для анализа: $\Delta \theta_{\gamma 1}$, $\Delta \theta_{\gamma 2}$ – разность между углом, восстановленным нейронной сетью и углом, полученным в предположении того, что инвариантная масса двух γ -квантов равна массе π^0 . В дополнение к этому, впервые в эксперименте были получены распределения по инвариантной массе для распавшейся частицы $X \rightarrow \gamma \gamma$. Применение данного метода и полученных новых переменных в анализе данных второго сеанса набора данных (Run-II) эксперимента E391a позволило увеличить чувствительность установки к регистрации распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ на 35%.

2. На основе метода генетического программирования, для эксперимента E391a был разработан метод оптимизации критериев отбора событий, позволяющий в автоматическом режиме находить наиболее "приспособленные" решения (ограничения на значения величин), удовлетворяющие заданному направлению оптимизации на основе значений величины S/N. В результате применения разработанной процедуры автоматической оптимизации в анализе второго сеанса набора данных (Run-II) были получены новые значения ограничений величин, в результате использования которых чувствительность установки увеличилась на 10%

3. Была предложена и реализована схема повторного анализа полной статистики эксперимента E391a, которая представляет собой интеграцию

разработанных независимо друг от друга методов. В результате вычислений был получен новый оптимизированный набор ограничений величин для отбора событий, применение которого позволило увеличить чувствительность установки к распаду на 65%, при этом общий вклад фоновых событий в сигнальную область остался на том же уровне что и в результате финального анализа данных.

Автор выражает искреннюю благодарность и светлую память Александру Сергеевичу Курилину, который стал первым человеком, который познакомил автора с экспериментальной физикой высоких энергий и на протяжении долгих лет являлся его научным наставником И старшим товарищем. Отдельную благодарность Подольскому Сергею автор выражает Викторовичу за плодотворную совместную работу, переданные знания и опыт, за научные обсуждения и помощь на всех этапах решения поставленных задач работы.

Автор выражает глубокую благодарность научному руководителю Русаковичу Николаю Артемьевичу за помощь и содействие в написании работы.

Отдельную благодарность автор выражает Беднякову Вадиму Александровичу и Лыкасову Геннадию Ивановичу за их мотивацию в написании данной работы и всестороннюю поддержку.

Автор выражает признательность коллегам из коллаборации E391a и, в частности, руководителю эксперимента Такао Инагаки за участие в постановке задач и интересные обсуждения деталей эксперимента.

Список литературы

- Method for selection cut optimization for the E391 Experiment veto system / Podolsky S.V., Kurilin A.S., Stepanenko Y.Y. // The 11th Small Triangle Meeting, (Kysak, September 20-23, 2009) – Kosice, 2010. – 120 P.
- Восстановление массы pi0 в событиях K⁰_L → π⁰νν эксперимента E391 / Степаненко Ю. Ю., Подольский С.В., Курилин А. С. // Труды XIV научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ (Дубна, 1-6 февраля 2010) – Дубна, 2010. – Р. 118-121.
- Search for K⁰_L → π⁰νν̃ decay (experiments E391, KLOD, E14) / Kurilin A., Podolsky S., Stepanenko Y. et al. // Proceedings of International School-Seminar: Actual problems of microworld physics (Gomel, Belarus, July 15-26, 2009) – Dubna, 2011.- Vol. 1. – P. 169-173.
- Некоторые особенности методики повторного анализа данных эксперимента E391 / Степаненко Ю. Ю., Курилин А. С., Подольский С.В. и др. // «Гомельский научный семинар по теоретической физике, посвященный 100-летию со дня рождения Ф. И. Федорова» (20–22 июня 2011 г.): [материалы] / редкол.: А. В. Рогачев (гл. ред.) [и др.]. – Гомель: ГГУ им. Ф. Скорины, 2011. – С. 193-197.
- New method for the cuts threshold optimization in the E391 experiment: conception and current implementation / N. V. Maksimenko et. al. // Проблемы физики, математики и техники. – 2010. - №3. - Р. 22–24.
- 6. Experimental study of the decay $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ / J.K. Ahn et al. (E391a collaboration) // Phys. Rev. D. 2010. Vol. 81. P. 072004.
- Method for reconstructing of direction of gamma quanta registered by the CsI calorimeter in E391 experiment / Kurilin A. S., Podolsky S. V., Stepanenko Yu. Yu. // Physics of Particles and Nuclei Letters. 2011. Vol. 8., No.1 P. 46–49.

- Новые методы анализа данных в эксперименте ЕЗ91 // Подольский С. В., Курилин А. С., Степаненко Ю. Ю. // Письма в ЭЧАЯ. - 2011. - Т. 8, №5(168) - С. 833-836.
- Increase in the detection efficiency for the K⁰_L → π⁰νν decay in the E391 experiment / Stepanenko Yu. Yu., Podolsky S.V., Kurilin A. S. // Physics of Particles and Nuclei Letters. 2017. Vol. 14, No. 6 P. 168–174.
- Question of Parity Conservation in Weak Interactions / T. D. Lee and C. N. Yang // Phys. Rev. – 1956. – Vol. 104, No.1. – P. 254-258.
- Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay / C. S. Wu, et. al. // Phys. Rev. – 1957. – Vol. 105. – P.1413-1415.
- 12. Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson / J. H. Christenson, et al. // *Phys.* Rev. Lett. – 1964. – Vol. 13, No. 4. – P. 138-140.
- 13. Search for the decay $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ / J. Adams, et al. (KTeV Collaboration) // Phys. Lett. *B.* 1999. Vol. 447. P. 240-245.
- 14. Search for the decay $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ using $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma / A$. Alavi-Harati, et al. // Phys. Rev. D. 2000. Vol. 61. P. 072006.
- A new measurement of direct CP violation in two pion decays of the neutral kaon / V. Fanti, et al. // Phys. Lett. B. – 1999. – Vol. 465. – P. 335–348.
- 16. Observation of CP Violation in $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ and $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ / B. Aubert, et al. (BABAR Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 99. P. 021603.
- 17. Observation of Direct CP-Violation in B⁰ → π⁺π⁻ Decays and Model-Independent Constraints on Quark-Mixing Angle φ₂ / H. Ishino et al. (The Belle Collaboration) // Phys.Rev.Lett. 2007. Vol. 98. P. 211801.
- Baryon asymmetry of the Universe in the Standard Model / G.R. Farrar and M.E. Shaposhnikov // Phys. Rev. D. – 1994. – Vol. 50. – P. 774.
- Electroweak Baryogenesis and Standard Model CP Violation / P. Huet and E. Sather // Phys. Rev. D. 1995. Vol. 51. P. 379-394.
- Buras, A. CP Violation and Rare Decays of K and B Mesons / A. Buras // arXiv e-Print archive [Electronic resource]. - 1999. – Mode of access: http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9905437. - Date of access: 18.09.2018.

- 21. $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ and $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ in the Standard Model: Status and Perspectives / Buras A. J Buttazzo D., Girrbach-Noe J. et. al // JHEP. – 2015. – Vol. 2015, No.11., Art. 033.
- 22. Proposal of an Experiment at the KEK 12-GeV Proton Synchrotron: Measurement of the K_L → π⁰νν̃ / T. Inagaki et al. – Tsukuba (Japan), 1996. – 113 P. – (Preprint / KEK; No. 960181).
- 23. Proposal for $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ Experiment at J-PARC / J. Comfort et al. // Japan Physics Accelerator Research Complex [Electronic resource]. – 2006. – Mode of access: http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_0606/pdf/p14-Yamanaka.pdf. - Date of access: 15.02.2018.
- 24. Japan Proton Accelerator Research Complex [Electronic resource]. https://jparc.jp/index-e.html. - 2019.
- 25. Evidence for the existence of new unstable elementary particles / G.D. Rochester and C. C. Butler // Nature. 1947. Vol. 160. P. 855-857.
- 26. Review of Particle Physics / M. Tanabashi et al. (Particle Data Group) // Phys. Rev. D. – 2018. - Vol. 98. – P.030001.
- 27. Measurement of the CP-violation parameter $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ / L. K. Gibbons et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70 P. 1203.
- 28. Measurement of the CP violation parameter η_{+-} using tagged K^0 and \overline{K}^0 // R. Adler et al. (CPLEAR collaboration) // Phys. Lett. B. 1995. Vol. 363. P. 243-248.
- Measurements of direct CP violation, CPT symmetry, and other parameters in the neutral kaon system / A. Alavi-Harati et al. (KTeV Collaboration) // Phys. Rev. D. – 2003. – Vol. 67. – P. 012005.
- 30. Unitary Symmetry and Leptonic decays / N. Cabibbo // Phys. Rev. Let. 1963.
 Vol. 10. P. 531-533.
- CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction / M. Kobayashi and T. Maskawa // Prog. Theor. Phys. – 1973. – Vol. 49. – P. 652-657.

- 32. Comments on the Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix / L. L. Chau and W.Y. Keung // Phys. Rev. Lett. – 1984. – Vol. 53. – P. 1802.
- Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix / L. Wolfenstein // Phys. Rev. Lett. – 1983. – Vol. 51. – P. 1945.
- 34. Commutator of the Quark Mass Matrices in the Standard Electroweak Model and a Measure of Maximal CP Nonconservation / C. Jarlskog // Phys. Rev. Lett. – 1985. – Vol. 55, No. 10. – P. 1039-1042.
- 35. The search for direct CP violation / B. Winstein [et al.] // Rev. Mod. Phys. 1993. – Vol. 65, No 4. – P. 1113-1147.
- 36. Review of lattice results concerning low energy particle physics / S. Aoki et al.
 // Eur. Phys. J. C. 2017. Vol. 77., Art. 112.
- 37. Time-depending CP-violation effects in $B^0 \overline{B}^0$ systems / Isard Dunietz and Jonathan L. Rosner // Phys. Rev. D 1986. Vol. 43, No5. P. 1404-1417.
- 38. Measurement of Time-Dependent CP Asymmetry in B⁰ → cc̄K^{(*)0} Decays /
 B. Aubert et al. (BABAR Collaboration) // Phys. Rev. D. 2009. Vol. 79. –
 P. 072009
- 39. Precise measurement of the violation parameter sin2φ₁ in B⁰ → (cc̄)K⁰ decays / I. Adachi et al. (Belle collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 108. P.171802.
- 40. Measurement of CP violation in $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ decays / R. Aaij et al. (LHCb collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. 115. P. 031601.
- 41. CP Violation and the CKM Matrix: Assessing the Impact of the Asymmetric B Factories / J. Charles et al. (CKMfitter Group) // Eur. Phys. J. C. 2005. Vol. 41. P. 1-141. (updates at http://ckmfitter.in2p3.fr/).
- Ландсберг Л. Г. Редкие распады К-мезонов, Стандартная Модель и Новая Физика: Препринт ИФВЭ 2000-27. – Протвино, 2000. – 88с.
- 43. Нейтральные токи с изменением кварковых ароматов и редкие распады К-мезонов / Л. Г. Ландсберг // Успехи физических наук. 2003. Т. 173, №10. С. 995 1082.

- 44. Waiting for precise measurements of K⁺ → π⁺νν̃ and K⁰_L → π⁰νν̃ / A. Buras,
 S. Uhlig, F. Schwab // Rev. Mod. Phys. 2008. Vol. 80. P. 965.
- 45. $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ as a probe of new physics / D. Bryman et al. // Int. J. Mod. Phys. A. - 2006. - Vol. 21, No. 03. - P. 487 - 504.
- 46. The CP Conserving Contribution to $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ / G. Buchalla, G. Isidori // Phys. Lett. B. 1998. Vol. 440. P. 170-178.
- 47. Quark mixing, CP violation and rare decays after the top quark discovery / A.J. Buras, R. Fleischer // Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. 1998. Vol. 15. P. 65-238.
- 48. $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ beyond the Standard Model / Y. Grossman, Y. Nir // Phys. Lett. B. 1997. Vol. 398. P. 163-168.
- 49. Study of the decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ in the momentum region $140 < P_{\pi} < 199 \text{ MeV/c}$ / A. V. Artamonov et al. (E949 Collaboration) // Phys. Rev. D. 2009. Vol. 79. P. 092004.
- 50. New physics correlations in rare decays / D. M. Straub // Proceedings of the 6th International Workshop on the CKM Unitarity Triangle (University of Warwick, UK, 6-10 September 2010). – Warwick Univ., 2011.
- 51. CP-violation decay $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ / L. S. Littenberg // Phys. Rev. D. 1989. Vol. 39. P. 3322-3324.
- 52. New limit on the $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ decay rate / J. K. Ahn et al. (E391 collaboration) // Phys. Rev. D. 2006. Vol. 74. P. 051105.
- 53. Search for the Decay $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu} / J$. K. Ahn et al. (E391 collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 100. – P. 201802.
- 54. A new search for the $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ and $K_L^0 \rightarrow \pi^0 X^0$ decays / J. K. Ahn et al. (KOTO Collaboration) // Prog. Theor. Exp. Phys. 2017.- Vol. 2007, No. 2. 021C01.
- 55. Search for $K_L^0 \to \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ and $K_L^0 \to \pi^0 X^0$ Decays at the J-PARC KOTO Experiment / J. K. Ahn et al. (KOTO Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2019. Vol. 122. P. 021802.

- 56. Neutral beam line to study K⁰_L → π⁰νν decay at the KEK 12-GeV proton synchrotron / H. Watanabe et al. // Nucl. Inst. Meth. A. 2005. Vol. 545. P. 542 553.
- 57. H. Watanabe. K_L^0 beam line for the study of the $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ decay: Ph.D. thesis, Saga University. – Saga, 2002. – 128 P.
- 58. Undoped CsI calorimeter for the $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ experiment at KEK-PS / M. Doroshenko et. al. // Nucl. Inst. Meth. A. 2005. Vol. 545., Issues 1-2. P. 278-295.
- 59. Barrel photon detector of the KEK $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ experiment / Y.Tajima et al. // Nucl. Inst. Meth. A. 2008. Vol. 592. P. 261-272.
- 60. Development of a new photomultiplier tube with high sensitivity for a wavelength-shifter fiber readout / M.Itaya et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2004. Vol. 552. P. 477-486.
- 61. Ritt, S. [et al.] Midas: Midas Data Acquisition / S. Ritt // Midas home page [Electronic resource]. 2001. Mode of access: http://midas.psi.ch/htmldoc/index.html. Date of access: 15.03.2018.
- 62. Подольский, С.В. Новое экспериментально значение верхнего предела относительной вероятности распада K⁰_L → π⁰νν̃: дис. на соиск. уч. степ. канд. физ.-мат. наук: 01.04.16 / Подольский Сергей Викторович. Гомель, 2007. 126 с.
- 63. Медведев В.С. Нейронные сети. Matlab 6. / В.С. Медведев, В.Г. Потемкин; под общ. ред. В.Г. Потемкин. Москва: Диалог МИФИ, 2002. 489 с.
- 64. Recent developments in Geant4 / J. Allison et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2016. Vol. 835. P. 186-225.
- Brun, R. ROOT An Object-Oriented Data Analysis Framework / R. Brun, F. Rademakers // Nucl. Inst. And Meth. in Phys. Res. A. 1997. No 389. P. 81-86.
- 66. Avery P. Fitting Theory Writeups and References / P. Avery // Department of Physics at the University of Florida [Electronic resource]. 1998. Mode of

access: http://www.phys.ufl.edu/_avery/fitting.html. - Date of access: 17.09.2011.

- 67. Степаненко Ю. Ю. Обработка экспериментальных данных эксперимента ЕЗ91ф по изучению редкого распада K⁰_L → π⁰νν̃: Дипломная работа, ГГУ им. Ф. Скорины. Гомель, 2009. 49 с.
- 68. Search for Λ_c⁺ → pK⁺π⁻ and D_c⁺ → K⁺K⁺π⁻using genetic programming event selection / J.M. Link et al. (The FOCUS collaboration) // Phys. Lett. B. 2005. Vol. 624. P.166-172.
- 69. High Energy Physics event selection with Gene Expression Programming / L. Teodorescu, D. Sherwood / Comp. Phys. Comm. 2008. Vol. 178. P. 409 419.
- 70. Application of Genetic Programming to High Energy Physics Event Selection
 / J. M. Link et al. (FOCUS Collaboration) // Nucl. Instrum. Meth. A. 2005. –
 Vol. 551. P.504-527.
- 71. PhysicsGP: A genetic programming approach to event selection / K. Cranmer,
 R. S. Bowman // Comp. Phys. Comm. 2005. Vol. 167, No. 3. P. 165-176.
- 72. Genetic algorithm for SUSY trigger optimization in CMS detector at LHC / S. Abdullin // Nucl. Instrum. Meth. In Phys. Research A. 2003. Vol. 502. P.693-695.
- 73. J. R. Koza. Genetic Programming: On the Programming of Computers by Means of Natural Selection / J. R. Koza. – Massachusetts: The MIT Press, Cambridge, 1992. – 840 P.
- 74. J. R. Koza. Genetic programming II: automatic discovery of reusable programs
 / J. R. Koza. Massachusetts: The MIT Press, Cambridge, 1994. 768 P.
- 75. Holland, J.H. Adaptation in natural and artificial systems / J.H. Holland. –
 Michigan: University of Michigan Press, MIT Press, 1975. 212 P.
- 76. David E. Goldberg. Genetic Algorithms in Search, Optimization and Machine Learning / David E. Goldberg. – Boston: Addison-Wesley Longman Publishing Co., 1989. – 432 P.

- 77. lil-gp web site / Michigan State University GARARGe group [Electronic resource]. 2012. Mode of access: http://garage.cps.msu.edu/software/lil-gp/lilgp-index.html Date of access: 13.05.2011.
- 78. Open MPI: Open Source High Performance Computing [Electronic resource].
 https://www.open-mpi.org. 2019.
- 79. Центральный информационно-вычислительный комплекс ОИЯИ [Электронный pecypc]. http://lxs-s03.jinr.ru/cicc/index.php/en/home/. 2019.