

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

Институт физики высоких энергий имени А.А. Логанова
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

На правах рукописи

Холоденко Сергей Анатольевич

Система сцинтилляционных годоскопов
эксперимента NA62

01.04.23 — Физика высоких энергий

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,

член-корреспондент РАН

Образцов В. Ф.

Протвино 2021



Оглавление

Введение	4
Глава 1. Эксперимент “Фабрика Каонов” (NA62)	29
§1.1. Основные требования к детектору NA62	30
§1.2. Каналы P42 и K12	32
§1.3. Дифференциальный черенковский счетчик KTAG	34
§1.4. Пучковый спектрометр GTK	36
§1.5. Анти-счетчик заряженных частиц CHANTI	38
§1.6. Спектрометр STRAW	39
§1.7. Система Вето-детекторов фотонов	41
§1.8. Детектор колец Черенковского излучения RICH	45
§1.9. Вето система мюонов	47
§1.10. Система сцинтилляционных годоскопов	48
Глава 2. Исследования характеристик сцинтилляционных счет- чиков для годоскопов CHOD и ANTI-0	69
§2.1. Дискриминаторы сигналов	71
§2.2. Исследования характеристик счетчиков на космических лучах	78
§2.3. Стенд для измерения на гало выводного пучка	87
§2.4. Исследования зависимости характеристик счетчика от координаты регистрируемой частицы	96
§2.5. Экспериментальный стенд с трековой системой на космических лучах	99
§2.6. Зависимость характеристик счетчика от длины WLS — волокна	110
§2.7. Прямой светосбор с коротким световодом	111
§2.8. Заключение к Главе 2	123

Глава 3. Прототип годоскопа CHOD в сеансе 2014	124
§3.1. Описание детектора	124
§3.2. Вычитывающая электроника	127
§3.3. Экспозиция на пучке	128
§3.4. Эффективность и световыход счетчиков	129
§3.5. Временное разрешение	131
§3.6. Заключение к Главе 3	133
 Глава 4. Годоскоп CHOD в сеансах 2016 — 18 гг.	 134
§4.1. Работа в сеансе	134
§4.2. Пороги дискриминатора	135
§4.3. Отбор событий	136
§4.4. Временное разрешение	137
§4.5. Эффективность регистрации	137
§4.6. Области пониженной эффективности детектора	139
§4.7. Результаты сеанса 2016 — 2018 гг.	142
§4.8. Перспективы дальнейших измерений	147
§4.9. Заключение к Главе 4	149
 Заключение	 150
 Благодарности	 152
 Список литературы	 155

Аннотация

При активном участии группы НИЦ «Курчатовский Институт» — ИФВЭ для эксперимента “Фабрика Каонов” NA62 (ЦЕРН) была разработана, создана и успешно эксплуатируется система сцинтилляционных годоскопов. Система представляет собой четыре независимых детектора, которые расположены в разных частях установки и созданы с использованием разных технологий: с вычитыванием сцинтилляционных пластин с помощью спектросмещающих волокон, а также посредством короткого световода или воздушного зазора с затемнением. В качестве фотодетекторов использовались SiPM или ФЭУ. Каждый детектор разработан под определенную функцию и конкретные требования.

Эксперимент NA62 спроектирован для работы с выведенным пучком высокой интенсивности (750 МГц). Поэтому основным требованием ко всем детекторам экспериментальной установки NA62 является хорошее временное разрешение. В диссертационной работе подробно описаны этапы разработки, моделирования и исследования характеристик отдельных счетчиков годоскопов CHOD и ANTI-0. Представлены описания используемых экспериментальных стендов и методов исследования характеристик счетчиков, результаты исследования различных вариантов считывания сцинтилляционных пластин (с помощью спектросмещающих волокон, прямой светосбор и с использованием световодов). Исследования проводились как с использованием космических лучей, так и с выведенными пучками заряженных частиц ускорительных комплексов У70 (Протвино), PS и SPS (ЦЕРН) и DESY (Гамбург). С использованием реконструированных распадов $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, продемонстрированы результаты анализа эффективности работы прототипа годоскопа CHOD в пилотном сеансе 2015 года, а затем и полноразмерного детектора в сеансе 2016 — 2018 годов. В результате стабильной работы всех подсистем в интегральной статистике первого сеанса зарегистрировано 20 распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ при уровне ожидаемого фона 7 событий. Представлены перспективы дальнейших измерений.

Введение

Открытие К-мезонов

В 1939 г. Louis Leprince-Ringuet проводил измерения массы мюона (в то время называемого “мезотрон“, как промежуточная по массе частица между протоном и электроном). Измерения базировались на кинематике упругого рассеяния на электронах рабочего газа в камере Вильсона [1]. Для измерения импульса частиц камера располагалась внутри магнита с напряженностью поля $H = 2650$ Гс. Исследования проводились в лаборатории электричества и магнетизма в г. Бельвю (Франция). На рис. 1 представлены характерная диаграмма процесса рассеяния с выбиванием электрона (слева) и стереоскопическая фотография одного из событий (справа), где PQ — траектория входящей заряженной частицы, ABC — траектория электрона.

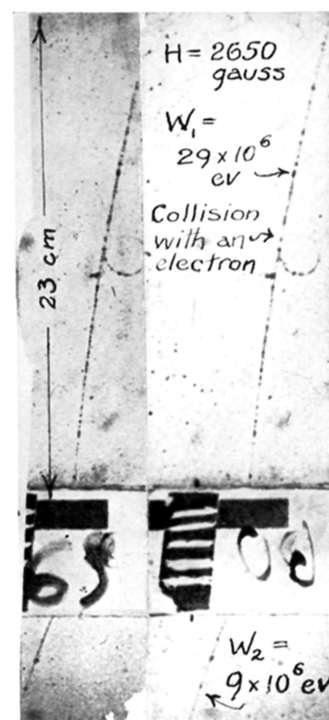
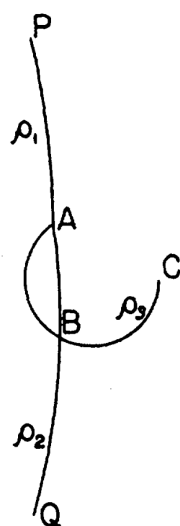


Рисунок 1: Диаграмма упругого рассеяния на электронах газа (слева) и стереоскопическая фотография зарегистрированного события (справа).

Измеряя радиусы кривизны треков первоначальной частицы до и после взаимодействия (ρ_1 и ρ_2) и электрона, можно получить значение $\mu_0 = M_0/m_e$, где M_0 — масса входящей в камеру частицы, а m_e — масса электрона. Измеренное значение массы входящей частицы составляет $M = (240 \pm 20) \cdot m_e$, где m_e — масса электрона [2].

Во время второй мировой войны экспериментальная установка была перенесена в Альпы (коммуна Л'Аржантьер-ла-Бессе, Франция). В 1943 г. Louis Leprince-Ringuet и Michel L'Héritier повторили исследования, располагая установкой в горах. В качестве триггера на входящую частицу использовались счетчики Гейгера. События снимались на три фотокамеры, что позволяло разделять треки частиц находящиеся на расстоянии 1 мм в пространстве. Всего за время экспозиции было зарегистрировано ~ 10000 снимков. Среди зарегистрированных событий было обнаружено несколько событий с частицей, масса которой составляла: $(990 \pm 12\%) \cdot m_e$, где m_e — масса электрона [3]. Это, по-видимому, было первым наблюдением заряженного К-мезона.

В 1946-47 гг. George Dixon Rochester и Clifford Charles Butler исследовали состав космических лучей, также используя камеру Вильсона, и наблюдали события, в которых в камере образовывались две заряженные вторичные частицы, в то время как первичная частица оставалась ненаблюдаемой [4]. По характерному V —образному следу такие частицы были названы V —частицами. Камера располагалась в магнитном поле, что позволяло определять знак заряда, а по радиусу кривизны траектории измерять импульс частиц. На рис. 2 представлена стереоскопическая фотография одного из зарегистрированных событий с распадом V —частицы, где можно видеть два вторичных трека, отмеченные символами a и b , исходящие из одной вершины и не имеющих входящего трека первичной частицы. Это типичное событие с распадом нейтральной частицы на две заряженные частицы разного знака. Согласно проведенной оценке, масса распавшейся нейтральной частицы со-

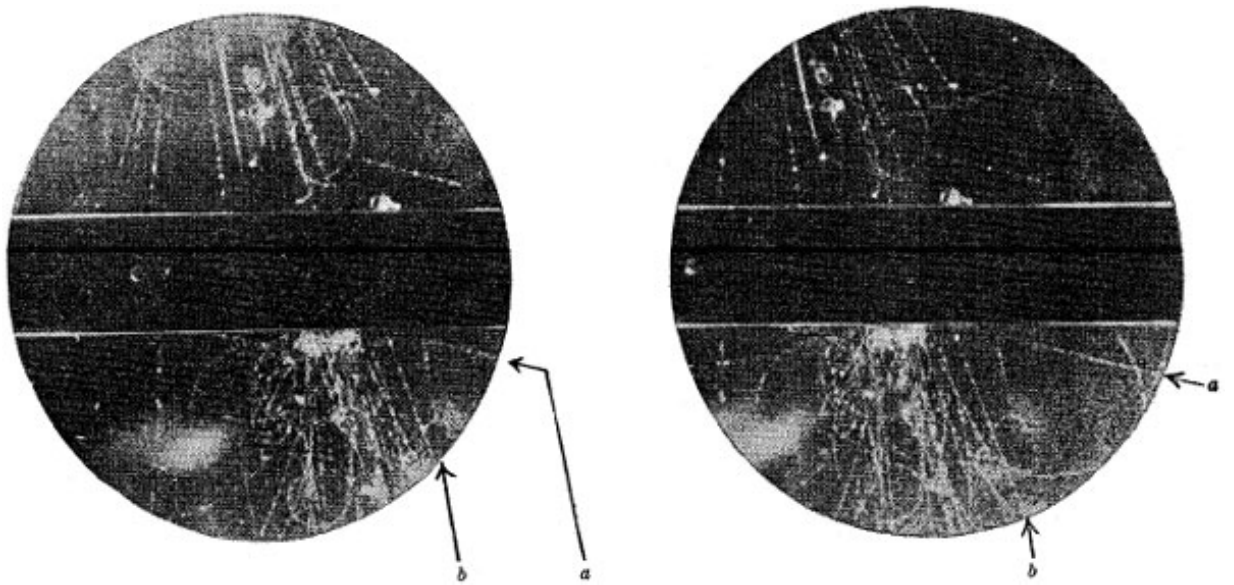


Рисунок 2: Стереоскопическая фотография камеры Вильсона. Линии соответствуют следам, оставляемым заряженными частицами (треки частиц). Символами a и b отмечены треки, которые сходятся в одну вершину, но не имеют входящего трека, что соответствует распаду одной нейтральной частицы на две заряженные частицы разного знака.

ставляет $\propto 10^3$ масс электрона. Таким образом был впервые наблюден распад нейтрального К-мезона на два пиона ($K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$).

В 1949 г. группа под руководством Cecil Frank Powell, используя в качестве детектора эмульсии, измеряла соотношение масс мюона и π — мезона. Для идентификации частиц использовался метод «подсчета количества засвеченных зерен на единицу длины траектории» [5]. На рис. 3 представлена корреляция плотности засвеченных зерен (количество засвеченных зерен на 10 мкм) и длины траектории, где хорошо прослеживаются группы событий, соответствующие мюонами, каонами и протонами.

В результате анализа всех набранных данных были экспериментально наблюдаены распады $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ и $K^- \rightarrow \pi^- \mu^+ \mu^-$ [6].

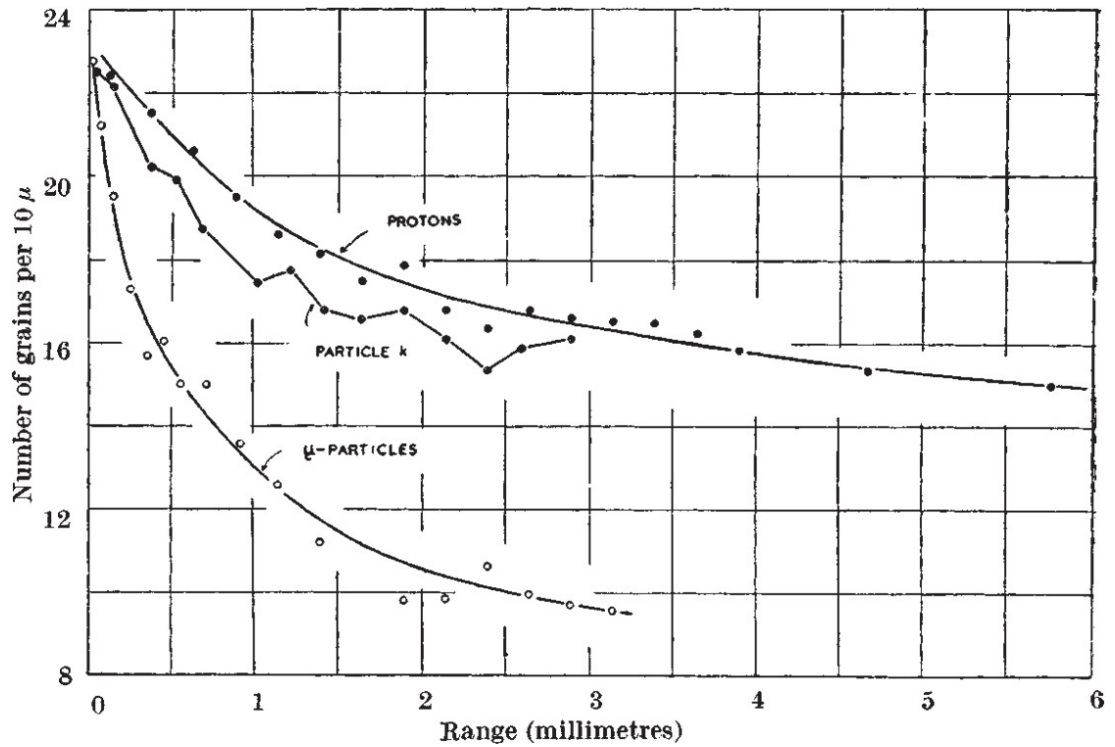


Рисунок 3: Корреляция плотности засвеченных зерен в эмульсии и длины траектории для протонов, мюонов и каонов.

В начале 1950-х годов нестабильные V —частицы наблюдались в разных экспериментах, как проводимых на высоте [7], [8], [9], [10] так и на уровне моря [8], [11], [12], [13]. Наблюдались разные комбинации вторичных частиц, образующихся в результате распада V —частиц [14].

Образование этих новых частиц обусловлено сильным взаимодействием частиц космических лучей с ядрами атомов газов атмосферы. Это следует из высокой вероятности их образования, но характерное время жизни при этом составляет $\approx 10^{-10}$ с, что свидетельствует о слабом взаимодействии [15]. За такую особенность частицы были названы странными. Позднее это явление было объяснено тем, что в состав этих частиц входит странный кварк — s —. В сильных взаимодействиях странные кварки образуются парами (в одной s -кварк, в другой анти- s). Самые легкие странные частицы могут распадаться только по слабому взаимодействию, в котором s -кварк переходит в u —.

Исследования распадов нейтральных и заряженных K — мезонов привело к важнейшим открытиям в физике частиц. Из комбинации $-d-$ и $-s-$ кварков можно составить два нейтральных мезона обладающих “странностью”: $K_0 = d\bar{s}$ и $\bar{K}_0 = \bar{d}s$. При этом возможен процесс перехода $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ с изменением странности, впервые предложенный Murray Gell-Mann и Abraham Pais [16].

Первоначально считалось, что слабые взаимодействия нарушают P и C четности, но сохраняют CP — четность. Тогда в распадах должны появляться два нейтральных мезона $K_1 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$ и $K_2 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$, обладающих разным значением CP — четности и распадом на два, либо три пиона соответственно. Распад с большим изменением массы ($K \rightarrow 2\pi$) происходит быстрее, поэтому первый распадается в ~ 100 раз быстрее второго. Если расположить детекторы на достаточном расстоянии от мишени, то все короткоживущие мезоны распадутся, а оставшийся пучок будет состоять из долгоживущих нейтральных каонов.

В 1964 г. на международной конференции по физике высоких энергий ICHEP в г. Дубна James Cronin представил доклад с экспериментальным наблюдением распада нейтрального долгоживущего каона на два пиона. Результат был получен в эксперименте, на проведение которого было выделено всего 200 часов пучкового времени, а пункт “Установка верхнего предела на вероятность распада $K_L \rightarrow 2\pi$ ” в программе числился в перечне “другие измерения”. В пучке долгоживущих нейтральных каонов было обнаружено 45 ± 9 событий, идентифицированных как распад $K \rightarrow \pi^+\pi^-$ [17]. За это открытие James Cronin и Val Logsdon Fitch в 1980 г. получили Нобелевскую премию.

Так было обнаружено, что нейтральные каоны представляют собой комбинацию состояний K_1 и K_2 :

$$K_S = K_1 + \epsilon K_2 \quad K_L = K_2 + \epsilon K_1. \quad (1)$$

Именно физика каонов способствовала дальнейшему формированию теории, которую сегодня мы называем Стандартная Модель (СМ). Описание экспериментальных данных по осцилляциям привело к предсказанию наличия четвертого, значительно более тяжелого, кварка: $-c-$ (charm — “очарование”), а CP — нарушение — к вводу третьего поколения кварков ($-b-$ и $-t-$), которое дало возможность ввести нетривиальную комплексную фазу в матрицу смешивания, позволяющую описывать наблюдаемые, как прямые так и косвенные эффекты CP —нарушения.

Стандартная Модель

Стандартная Модель (СМ) базируется на группе симметрии $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, которая описывает сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия путем обмена безмассовыми глюонами и фотонами, в случае сильных и электромагнитных взаимодействий, и массивными бозонами W^\pm и Z , в случае слабых взаимодействий [18]. Фермионная составляющая представлена лептонами и кварками, которые сгруппированы в три поколения

$$\begin{bmatrix} \nu_e & u \\ e^- & d' \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \nu_\mu & c \\ \mu^- & s' \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \nu_\tau & t \\ \tau^- & b' \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где

$$\begin{bmatrix} \nu_l & q_u \\ l^- & q_d \end{bmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \nu_l \\ l' \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} q_u \\ q_d \end{pmatrix}_L, \quad l'_R, \quad q_{uR}, \quad q_{dR} \quad (3)$$

и соответствующие анти-частицы.

Лептоны характеризуются квантовым числом, называемым лептонным числом или лептонным ароматом (lepton flavour). В рамках СМ все процессы проходят с сохранением лептонного аромата. По аналогии с лептонами, кварки характеризуются кварковыми ароматами, которые сохраняются в сильных взаимодействиях.

Партнеры по дублету для кварков u , s и t представляют собой смешанное состояние из трех кварков с зарядом $-\frac{1}{3}$, определяемое с помощью унитарной матрицы кваркового смешивания Кабиббо-Кобаяши-Маскава V_{CKM} [19]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

В стандартной параметризации [20] матрица записывается в виде:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\phi} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

где $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$, $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$. θ_{ij} — три угла смешивания, ϕ — фаза, отвечающая за процессы с CP —нарушениями.

Альтернативная параметризация Л. Вольфенштейна [21] также широко используется в современной литературе, в ней используется разложение по малому параметру $\lambda = \sin\theta_{13}$. В порядке до λ^4 имеем:

$$\begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (4)$$

Матрица V_{CKM} является унитарной. Условие унитарности матрицы записывается в виде уравнений:

$$V_{CKM}^+ \cdot V_{CKM} = V_{CKM} \cdot V_{CKM}^+ = 1, \quad (5)$$

что эквивалентно:

$$\sum_i V_{ij}V_{ik}^* = \delta_{jk} \quad \sum_i V_{ij}V_{kj}^* = \delta_{ik} \quad (6)$$

где $i = u, c, t$; $j = k = d, s, b$.

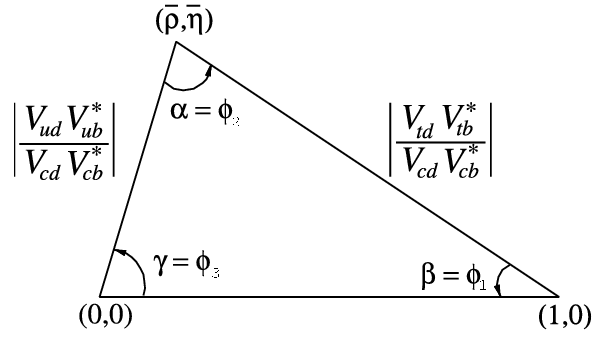


Рисунок 4: Схема унитарного треугольника, основанного на соотношении унитарности $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$.

Условие унитарности матрицы кваркового смешивания можно использовать для прецизионной проверки СМ, при условии надежного и независимого экспериментального измерения отдельных матричных элементов.

Рассмотрим, в качестве примера, одно из уравнений:

$$0 = V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* \quad 1 + \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} = 0 \quad (7)$$

Условие унитарности матрицы V_{CKM} можно представить в геометрическом виде с помощью, так называемых унитарных треугольников на комплексной плоскости $(\bar{\rho}, i\bar{\eta})$. Тогда уравнение (7) представляется в виде унитарного треугольника, изображенного на рис. 4. Вершины треугольника имеют координаты $(0,0)$, $(1,0)$, $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, где $\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2)$, $\bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2)$.

Углы могут быть записаны в виде:

$$\alpha = \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right) \quad \beta = \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right) \quad \gamma = \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) \quad (8)$$

Унитарность матрицы кваркового смешивания V_{CKM} является математической основой подавления кварковых переходов с изменением аромата через нейтральные токи, так называемые FCNC — процессы (Flavour Changing Neutral Current). В рамках СМ в низшем порядке межкварковые переходы с изменением аромата возможны только через заряженные слабые токи. Тем

не менее, процессы типа FCNC возможны во втором порядке через промежуточные u , c и t кварки. Описание подавления подобных процессов было предложено Ш.Л. Глэшоу, И. Илиопулосом и Л. Майяни [22] и названы по фамилиям авторов ГИМ-механизмом.

Текущие экспериментальные значения элементов матрицы представлены ниже:

$$\begin{pmatrix} |V_{ud}| = 0.97425 \pm 0.00022 & |V_{us}| = 0.2252 \pm 0.0009 & |V_{ub}| = (4.15 \pm 0.49) \times 10^{-3} \\ |V_{cd}| = 0.230 \pm 0.011 & |V_{cs}| = 1.006 \pm 0.023 & |V_{cb}| = (40.9 \pm 1.1) \times 10^{-3} \\ |V_{td}| = (8.4 \pm 0.6) \times 10^{-3} & |V_{ts}| = (42.9 \pm 2.6) \times 10^{-3} & |V_{tb}| = 0.89 \pm 0.07 \end{pmatrix}$$

На рис. 5 представлены современные ограничения на углы и вершины унитарного треугольника [23]

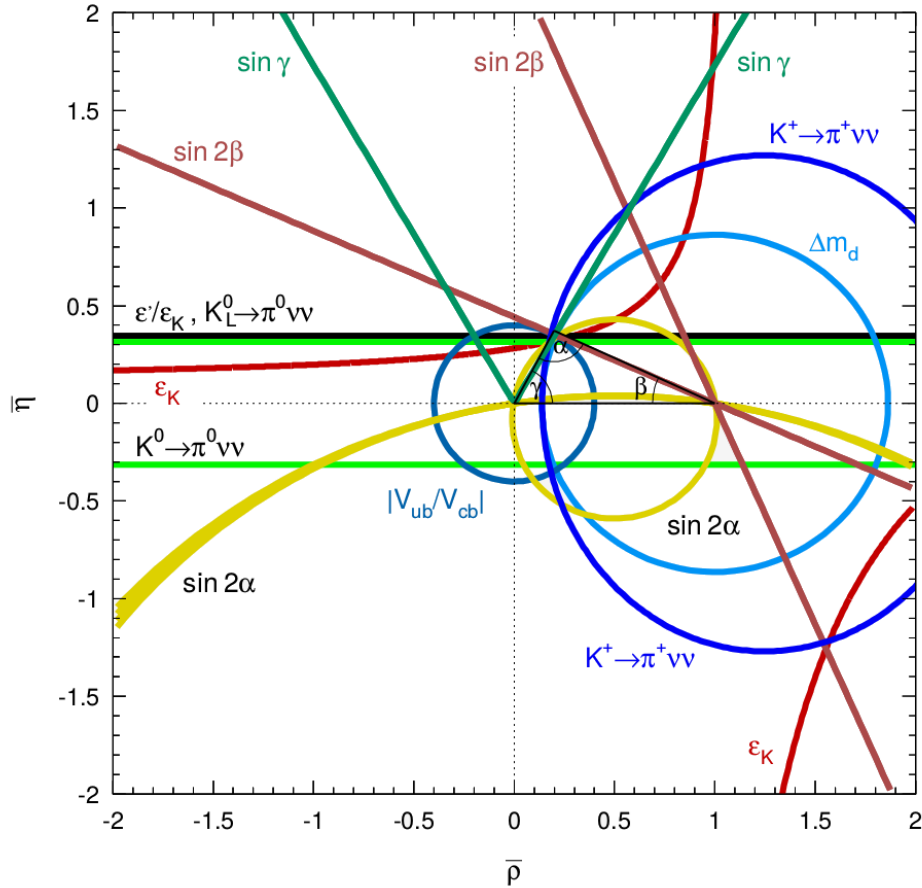


Рисунок 5: Ограничения на углы унитарного треугольника, основанного на соотношении унитарности $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$.

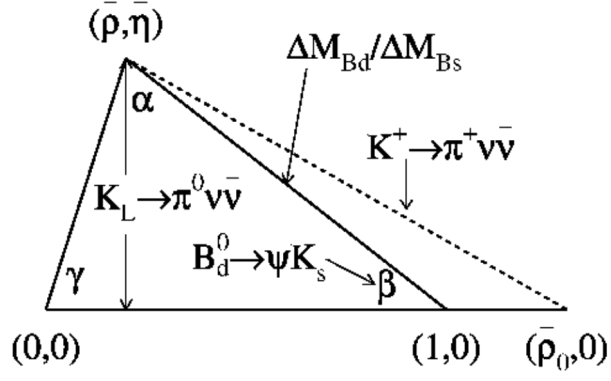


Рисунок 6: Унитарный треугольник с параметрами, определяемыми из распадов B — и K — мезонов.

С точки зрения поиска отклонений от СМ, интересно определить параметры унитарного треугольника двумя независимыми способами:

- Из распадов B — мезонов, определяя угол β по CP — нарушению в распаде $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S$ и одну из сторон треугольника из отношения масс $\Delta M_{B_s}/\Delta M_{B_d}$ в $B - \bar{B}$ — смешивании;
- Из распадов K — мезонов, определяя высоту треугольника из распада $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ и радиус окружности с центром в точке $(\bar{\rho}, 0)$ из вероятности распада $Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$.

На текущий момент исследованиями B -мезонов занимаются коллаборации LHCb и Belle-II, а для измерения относительной вероятности распада $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ созданы две экспериментальные установки, работающие на выведенных пучках. Нейтральную моду распада ищут в эксперименте КОТО (КЕК, Япония), а заряженная мода исследуется в эксперименте “Фабрика Каонов” (NA62) (ЦЕРН).

Вероятность распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$

Вероятности редких распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ предсказываются в рамках СМ с высокой точностью. Переходы с изменением аромата, в данном случае $\bar{s} \rightarrow \bar{d}$, могут проходить посредством ГИМ — механизма через промежуточные кварки u , c и t и являются чувствительными к значениям элементов СКМ — матрицы. Измерение вероятностей распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ позволит определить элементы СКМ — матрицы и углы унитарных треугольников независимо от измерений с распадами В-мезонов, что даст возможность провести прецизионную проверку СМ путем сравнения этих измерений.

В СМ распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ описывается через кварковый переход $\bar{s} \rightarrow \bar{d} \nu \bar{\nu}$, основной вклад в который вносят пингвинные диаграммы с обменом Z — бозоном (рис. 7 а,б) и коробочная (box) диаграмма с обменом W — бозоном (рис. 7 в).

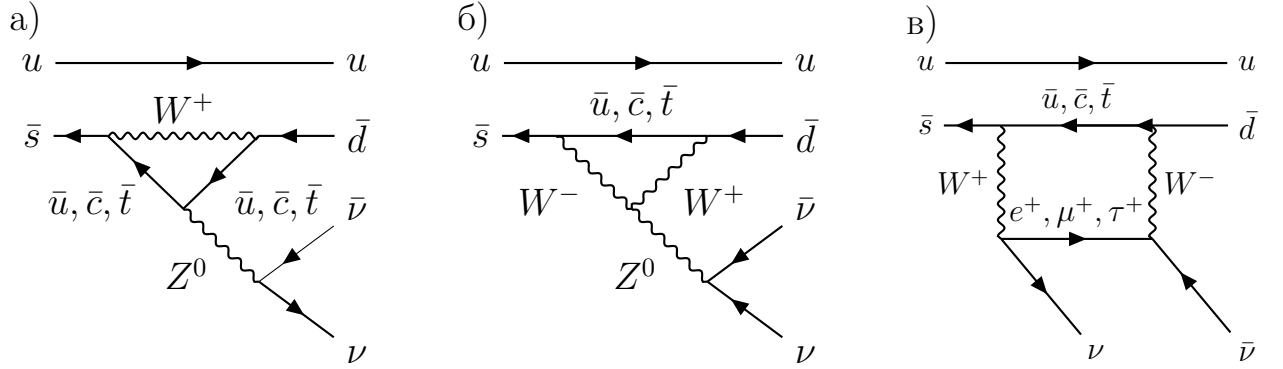


Рисунок 7: Пингвинные (а,б) и коробочная (в) диаграммы процессов $\bar{s} \rightarrow \bar{d} \nu \bar{\nu}$.

Амплитуда слабого взаимодействия может быть записана следующим образом:

$$\mathcal{M} \sim \sum_{i=u,c,t} V_{is}^* V_{id} \frac{\gamma^\mu q_\mu + m_i}{q^2 - m_i^2}, \quad (9)$$

где V_{ij} — элемент матрицы V_{CKM} , γ^μ — матрицы Дирака, q_μ — переданный импульс, а m_i — масса кварка.

Если бы все кварки обладали равной массой, то вероятность распада $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ равнялась бы нулю, но благодаря разности масс кварков, распад может проходить, хотя и с крайне низкой вероятностью. Несмотря на малость матричного элемента V_{td} , доминирующим является вклад самого тяжелого t —кварка.

Эффективный Гамильтониан распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ может быть записан в следующем за главным логарифмическом приближении (СГЛП) квантовой хромодинамики (КХД):

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\alpha}{2\pi \sin^2 \theta_W} \sum_{l=e,\mu,\tau} (\lambda_c X^l(x_c) + \lambda_t X(x_t)) (\bar{s}_L \gamma_\mu d_L) (\bar{\nu}_{lL} \gamma^\mu \nu_{lL}) \quad (10)$$

где

- G_F — константа Ферми.
- α — постоянная тонкой структуры.
- θ_W — угол Вайнберга (угол смешивания).
- $\lambda_i = V_{is}^* V_{id}$ — элементы СКМ —матрицы.
- $X^l(x_c)$, $l = e, \mu, \tau$ — функции, описывающие вклад очарованного кварка.
- $X(x_t) \equiv X_0(x_t) + \frac{\alpha_s(m_t)}{4\pi} X_1(x_t) \approx \eta_X \cdot X_0(x_t)$ — функция, содержащая вклад от t — кварка.
- $X_0(x_t) \equiv C_0(x_t) - 4B_0(x_t)$, $\eta_X = 0.995$.

Гамильтониан 10 состоит из двух частей: вкладов от t — и c — кварков. Суммируя вклады от всех трех типов нейтрино можно получить [25],[26]:

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = \kappa_+ (1 + \Delta_{EM}) \left[\left(\frac{Im \lambda_t}{\lambda^5} X(x_t) \right)^2 + \left(\frac{Re \lambda_c}{\lambda} P_c(X) + \frac{Re \lambda_t}{\lambda^5} X(x_t) \right)^2 \right], \quad (11)$$

где

- $x_t = m_t^2/M_W^2$, $\lambda = |V_{us}|$, $\lambda_i = V_{is}^*V_{id}$ — СКМ — факторы.
- κ_+ содержит прочие факторы, в частности адронный матричный элемент, который может быть получен из полулептонного распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ [26], [27].

$$\kappa_+ = r_{K^+} \frac{3\alpha^2 BR(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e)}{2\pi^2 \sin^4 \theta_W} \lambda^8 \quad \Delta_{EM} = -0.003 \quad (12)$$

Учитывая поправки на нарушение изоспина $r_{K^+} = 0.901$ [30] можно получить:

$$\kappa_+ = (5.173 \pm 0.025) \cdot 10^{-11} \left[\frac{\lambda}{0.225} \right]^8 \quad (13)$$

- $\Delta_{EM} = -0.003$ описывает электромагнитные радиационные поправки от фотонного обмена.

Функция $X(x_t)$ описывает вклад от t — кварка. Учитывая поправки на следующий за главным логарифмическим приближением квантовой хромодинамики (СГЛП КХД) [31]: $X(x_t) = 1.481 \pm 0.005_{th} \pm 0.008_{exp}$. Первая ошибка получается от перенормировки и теоретических неопределенностей, а вторая содержит экспериментальную ошибку в массах t — кварка и W — бозона.

Функция $P_c(X)$ содержит вклад очарованного кварка, разделяемый на две составляющие — действующую на больших и малых расстояниях:

$$P_c(X) = P_c^{SD}(X) + \delta P_{c,u} \quad (14)$$

Вклад очарованного кварка на больших расстояниях $\delta P_{c,u} = 0.04 \pm 0.02$ [32]. На малых расстояниях вклад очарованного кварка записывается выражением:

$$P_c^{SD}(X) = \frac{1}{\lambda^4} \left[\frac{2}{3} X_{NNL}^e + \frac{1}{3} X_{NNL}^\tau \right] \quad (15)$$

Более подробно выражение выглядит следующим образом:

$$P_c^{SD}(X) = \frac{4\pi}{\alpha_s(\mu_c)} P_c^0(X) + P_c^{(1)}(X) + \frac{\alpha_s(\mu_c)}{4\pi} P_c^2(X) + \frac{4\pi\alpha}{\alpha_s^2(\mu_c) P_c^{(e)}(X) + \frac{\alpha}{\alpha_s(\mu_c)} P_c^{(es)}(X)} \quad (16)$$

где

- $P_c^{(0)}(X)$ — результат полученный в ГЛП [33],[34],[35];
- $P_c^{(1)}(X)$ — следующее за ГЛП (СГЛП) [36],[25];
- $P_c^{(2)}(X)$ — следующее за СГЛП [37];
- $P_c^{(e)}(X), P_c^{(es)}(X)$ — электрослабые поправки.

Используя экспериментальные данные [38], [39]:

$$\lambda = 0.2252(9), \quad m_c = 1.279(13) \text{ ГэВ}/c, \quad \alpha_s(M_Z) = 0.1185(6) \quad (17)$$

Получаем $P_c^{SD}(X) = 0.365 \pm 0.012$. Полный вклад от очарованного кварка составляет: $P_c(X) = 0.4404 \pm 0.024$. Вероятность распада тогда составляет [27]:

$$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = (8.4 \pm 1.0) \times 10^{-11} \quad (18)$$

Вероятность распада $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$

Основное отличие между распадами $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ заключается в том, что K_L это состояние $\frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$. Распад происходит с нарушением CP — инвариантности, а в выражении для вероятности распада остается лишь мнимая часть с вкладом от t — кварка [40],[41]:

$$BR(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = \kappa_L \cdot \left(\frac{Im \lambda_t}{\lambda^5} X(x_t) \right)^2, \quad (19)$$

где [26]

$$\kappa_L = (2.231 \pm 0.013) \cdot 10^{-10} \cdot \left[\frac{\lambda}{0.225} \right], \quad (20)$$

а значение вероятности распада составляет:

$$BR(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = (3.4 \pm 0.6) \times 10^{-11} \quad (21)$$

Как отметили Yuval Grossman и Yosef Nir [28], можно записать соотношение ширин распадов $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ и $K_S \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$:

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})} = \tan^2 \theta \quad (22)$$

Ввиду сложности измерения $\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$, можно воспользоваться изоспиновой симметрией: $A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})/A(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = 1/\sqrt{2}$. Тогда соотношение (22) можно представить в виде:

$$r_{is} \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})} = \sin^2 \theta \quad (23)$$

где θ — фаза описывающая CP — нарушения, $r_{is} = 0.954$ — фактор, описывающий нарушение изоспина [29]. Из условий $\sin^2 \theta \leq 1$ и $\tau_{K_L}/\tau_{K^+} = 4.17$ получаем ограничение, называемое пределом Гроссмана-Нира:

$$BR(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 4.4 \cdot BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) \quad (24)$$

Распады $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ в СМ и ее дополнениях

В параметризации Вольфенштейна вероятность распада может быть представлена в виде ограничения на параметры унитарного треугольника в графическом виде на плоскости $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ (рис. 8).

Распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ определяет эллипс с центром в точке $(\rho_c, 0)$, при этом наличие вклада от очарованного кварка приводит к $\rho_c \neq 1$. Распад $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ определяет область без уточнения знака $\bar{\eta}$. Легко видеть, что одновременное измерение вероятностей обоих распадов позволяет значительно ограничить область параметров унитарного треугольника, не используя при этом данные других экспериментов.

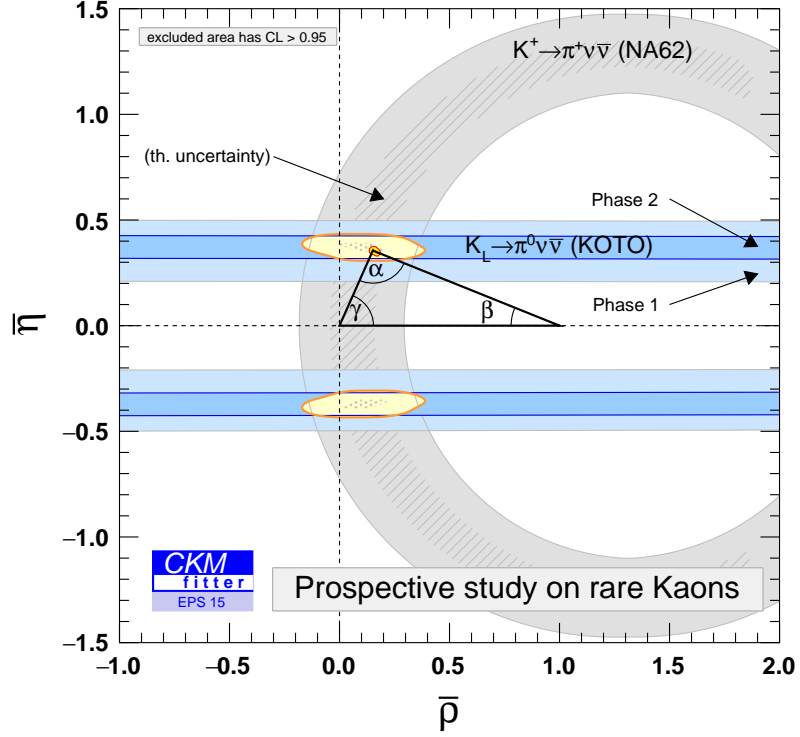


Рисунок 8: Ожидаемые ограничения на параметры унитарного треугольника, используя проектную точностью измерения относительных вероятностей распадов $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ и $BR(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ экспериментов NA62 и KOTO [42]

Существует множество расширений СМ с описанием процессов, имеющих разный вклад в реакции с FCNC — токами. Все модели можно разделить на три класса:

1. Модели, имеющие структуру ароматных взаимодействий схожую с СКМ. Например, модели минимального нарушения аромата (MFV) и $U(2)^3$ [44]. Корреляции вероятностей распадов для подобного рода моделей представлены зеленой областью на рис. 9.
2. Модели, содержащие новый аромат и CP — нарушающие взаимодействия, в которых могут доминировать как левополяризованные, так и правополяризованные кварковые токи. При этом существует сильная

корреляция между вкладом НФ в ϵ_K и вероятностью распада $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$. Будет проявляться структура, отмеченная на рис. 9 синим цветом. В случае с горизонтальной областью вклад в распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ описывается исключительно действительной частью и не проявляется в распаде нейтрального каона. Вертикальная область соответствует вкладу в мнимую часть и влияет на оба распада. Этот класс включает в себя модели легкого Хиггс-Бозона (LHT) [45], модели с Z и Z' FCNC — токами [46].

3. Модели, в которых как левые, так и правые операторы имеют существенный вклад в ϵ_K , либо в случае слабой или отсутствующей корреляции между ϵ_K и $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$. Тогда в зависимости от значения параметров ξ и θ возможны любые значения вероятности распадов. На рис. 9 область отмечена красным цветом и получена в предположении фиксированного значения ξ и $0 \leq \theta \leq 2\pi$. В этот класс входят модели экстраразмерностей типа Рэндалл —Сандрума [47].

Актуальность темы

Перспективным направлением по поиску эффектов Новой Физики (НФ) является прецизионное измерение редких, но в то же время предсказываемых с высокой точностью процессов. Одними из таких процессов являются распады, проходящие с изменением кваркового аромата через нейтральные токи. В физике каонов примером распада, идущего через нейтральный ток с изменением аромата, является распад $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$. В рамках СМ относительная вероятность распадов составляет [27]:

$$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = (8.4 \pm 1.0) \times 10^{-11} \quad (25)$$

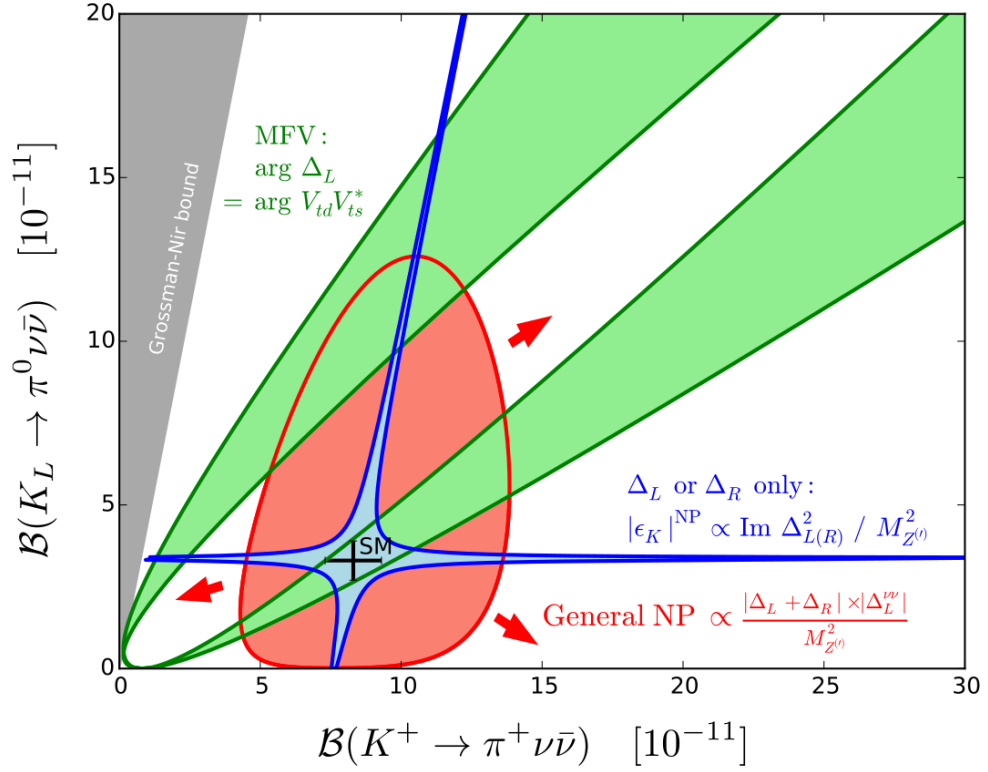


Рисунок 9: Корреляции вероятностей распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ для разных классов моделей, описывающих эффекты НФ.

$$BR(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = (3.4 \pm 0.6) \times 10^{-11} \quad (26)$$

Распад заряженного каона $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ экспериментально наблюдался в эксперименте E787 и его приемнике — эксперименте E949 в Брукхэвенской Национальной Лаборатории [50]. В интегральной статистике экспериментов E787 и E949 зарегистрировано 7 событий, что позволило измерить значение относительной вероятности распада: $Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = 1.73_{-1.05}^{+1.15} \times 10^{-10}$.

Исследования по поиску распада нейтрального каона на данный момент проводятся в эксперименте КОТО и получено ограничение сверху на вероятность распада: $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 3 \times 10^{-9}$ [51].

Для прецизионной проверки СМ и возможного получения указаний на наличие эффектов Новой Физики (НФ) точность экспериментальных изме-

ний должна быть не хуже теоретической — $\sim 10\%$.

Основной задачей эксперимента NA62 (ЦЕРН) [52] является измерение вероятности сверхредкого распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ с точностью не хуже теоретического предсказания (10%). Для исследования процессов с относительной вероятностью на уровне 10^{-10} , с учетом акцептанса экспериментальной установки на уровне 10%, необходимо 10^{13} распадов каонов при подавлении фоновых процессов на уровне 10^{12} .

Достижение столь значительного числа распадов в зоне установки за ограниченное календарное время возможно лишь при работе с пучком высокой интенсивности, что накладывает ряд требований на детекторы, регистрирующую электронику и систему сбора данных.

Помимо исследования основной моды распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, интерес представляют и другие моды распадов: прецизионное исследование радиационных распадов, лептонная универсальность в распадах $K^+ \rightarrow \pi^+ l^+ l^-$, $l = e, \mu$, а также поиск новых сверхредких распадов каонов и поиск событий с распадами, запрещенными в рамках СМ.

Цель работы

Целью диссертационной работы является создание и обеспечение стабильной работы системы сцинтилляционных годоскопов для эксперимента NA62. Система состоит из четырех детекторов, которые удовлетворяют следующим требованиям:

- Быстрый мюонный вето годоскоп (MUV3) — для идентификации на уровне триггера событий с мюонами в конечном состоянии. Требуемое временное разрешение $\sigma < 500$ пс;
- Годоскоп заряженных частиц CHOD — для регистрации на уровне триггера множественности заряженных частиц в конечном состоянии, а так-

же обеспечение входной информации о координатах заряженной частицы (для организации вето на совпадение соответствующих по координате сигналов с CHOD и MUV3, а также входная информация для детектора колец черенковского излучения RICH). Временное разрешение $\sigma < 1$ нс. Общее количество вещества в активной зоне детектора не превышает 15% радиационной длины;

- Вето-годоскоп MUV0 — для герметизации установки к мюонам из цепочки распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$, $\pi^- \rightarrow \mu^-\nu_\mu$. Ввиду малого импульса, отрицательно заряженный мюон, образующиеся в результате распада пиона, отклоняется спектрометрическим магнитом и оказывается вне апертуры детектора. Ввиду расположения годоскопа вне апертуры основных детекторов требования по количеству вещества не накладываются. Использование предполагается только на уровне анализа данных, поэтому специальных требований по временному разрешению также не накладывается.
- Вето-годоскоп ANTI-0 — для герметизации экспериментальной установки от частиц гало пучка, а также для расширения физической программы эксперимента с целью проведения отдельных этапов измерений по поиску экзотических частиц в beam-dump моде [53]. Требуемое временное разрешение $\sigma < 500$ пс. Ввиду особенностей расположения детектора, ограничения на количество вещества не накладываются.

Научная новизна

Разработаны, созданы и эксплуатируются четыре падовых сцинтилляционных годоскопа, которые позволяют проводить исследования с выведенным пучком высокой интенсивности. Полная загрузка детекторов MUV3, CHOD и ANTI-0 при работе с пучком номинальной интенсивности составляет 10 МГц,

а загрузка отдельных счетчиков достигает 1 МГц.

В триггерном годоскопе CHOD впервые реализован метод вычитывания сигнала с помощью спектросмещающих волокон, расположенных вдоль короткой стороны пластины. Это необходимо для минимизации длины спектросмещающего волокна, вклеенного в сцинтиллятор, и как следствие, лучшего временного разрешения. Спектросмещающие волокна поочередно объединяются в две группы. Каждая группа волокон вычитывается как независимый канал для организации совпадений. В качестве фотодетекторов используются кремниевые фотоумножители (площадью 3×3 мм²).

Мюонный вето-годоскоп MUV3 базируется на сцинтилляционной пластине, изготовленной методом блочной полимеризации, а для считывания используются быстрые ФЭУ и воздушный зазор с затемнением. Для улучшения временного разрешения и исключения влияния черенковского излучения, возникающего во входном окне фотоумножителя, впервые применена схема регистрации прямого света с помощью двух ФЭУ с использованием второго импульса в качестве временной метки.

Вето-годоскоп ANTI-0 состоит из сцинтилляционных пластин, изготовленных методом литья под давлением. В качестве фотодетектора используется группа из четырех кремниевых фотоумножителей большой площади (6×6 мм²), объединенных в параллельно-последовательную цепь (параллельно по постоянному току и последовательно по переменному). Считывание осуществляется без использования спектросмещающих волокон, а для улучшения равномерности временных и амплитудных характеристик впервые используются световоды минимальной длины.

Практическая значимость

Созданная система сцинтилляционных годоскопов позволяет исследовать редкие и сверхредкие распады каонов на установке NA62.

Мюонные годоскопы MUV3 и MUV0 входят в единую систему мюонного вето установки NA62 и играют важную роль в исследовании сверхредкого распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$.

Годоскоп CHOD позволяет регистрировать события с заданной топологией распада. Информация о сработавшем счетчике используется в качестве оценки координаты заряженной частицы на уровне триггера нулевого уровня. Это позволяет на уровне триггера проводить идентификацию с помощью RICH, а также организовывать мюонное вето при совпадении координат в детекторах MUV3 и CHOD.

Вето-годоскоп ANTI-0 необходим для подавления событий с заряженными частицами гало пучка, образующимися в результате распадов π — и K — мезонов в голове канала. Это необходимо для подавления фона при исследовании редких процессов, а также расширяет физическую программу эксперимента NA62 для проведения исследований в beam-dump моде (поиск новых экзотических слабовзаимодействующих состояний).

Разработанные в ходе создания годоскопов экспериментальные методы могут быть использованы в экспериментах на LHC, U-70, NICA и других лабораториях.

Личный вклад автора

Автором проведены работы по исследованию характеристик различных вариантов сцинтилляционных счетчиков и вычитывающей электроники, проведена серия работ по измерению характеристик сцинтилляционных счетчиков (эффективности и временного разрешения) различных по форме, способу

вычитывания сигнала и типу фотоприемника. Исследования проводились как на космических лучах, так и с использованием выведенного пучка заряженных частиц на ускорительных комплексах У-70 (Протвино), PS и SPS (ЦЕРН) и электронного пучка лаборатории DESY (Гамбург).

Автор принимал непосредственное участие в процессе проектирования, создания, сборки и подготовки детекторов к сеансу набора данных. На протяжении сеанса по набору данных в 2016 — 2018 гг был экспертом данных систем.

Автором проведен анализ эффективности работы годоскопа заряженных частиц CHOD по экспериментальным данным сеансов 2016 — 2018 гг, результаты которого докладывались на коллаборационных совещаниях и докладывались на международной конференции INSTR-17.

Автором проведено исследование влияния частиц гало пучка, предложено создание вето-годоскопа ANTI-0 на входе в распадный объем детектора NA62 и проведена оценка загрузки этого годоскопа. Разработан и исследован отдельный счетчик годоскопа ANTI-0 сначала методом Монте-Карло моделирования в GEANT4, а затем и на выведенном электронном пучке. В рамках подготовки ко второму сеансу был создан годоскоп ANTI-0, этапы разработки и испытания годоскопа докладывались автором на конференции INSTR-20 в Новосибирске.

Содержание диссертации и выносимые на защиту положения отражают вклад автора как в создание детекторов, так и в опубликованные работы. Представленные в диссертации результаты получены лично автором или в соавторстве с другими членами коллаборации NA62 и были представлены на коллаборационных совещаниях в период 2013 — 2020 годов.

Апробация работы

Материалы, вошедшие в диссертацию докладывались на Секции ядерной физики Отделения физических наук РАН (ноябрь 2013 г.), международных конференциях Instrumentation for Colliding Beam Physics в 2014 г. (г. Новосибирск, 24 февраля — 01 марта 2014г.), 2017 г. (г. Новосибирск, 27 февраля — 03 марта 2017 г.) и 2020 г. (г. Новосибирск, 24 февраля — 28 февраля 2020 г.) и на коллаборационных совещаниях 2013 — 2020 годов.

Положения, выносимые на защиту

Разработка экспериментальных стендов и методов исследования временных характеристик детекторов заряженных частиц.

Исследования неоднородностей временных и амплитудных характеристик сцинтилляционных счетчиков.

Разработка, создание и эксплуатация падового сцинтилляционного годоскопа CHOD с вычитыванием сцинтилляционных пластин кремниевым фотумножителем через спектросмещающие волокна с минимизацией длины волокна в сцинтилляторе.

Исследования характеристик годоскопа CHOD с использованием реконструированных экспериментальных данных сеанса 2016 — 2018 годов.

Анализ влияния частиц гало пучка на работу годоскопа CHOD, оценка ожидаемой загрузки нового вето-годоскопа ANTI-0 на входе в распадный объем.

Исследование временного разрешения счетчика годоскопа ANTI-0 методом Монте-Карло моделирования и путем измерений на выведенном пучке.

Разработка и создание падового сцинтилляционного годоскопа ANTI-0 с вычитыванием сцинтилляционных пластин четырьмя кремниевыми фотумножителями через короткие световоды.

Публикации:

Материалы диссертации опубликованы в шести рецензируемых печатных изданиях, входящих в список ВАК, из них три статьи ([54], [55], [56]) и три работы в сборниках трудов конференций INSTR14 ([57]), INSTR17 ([58]) и INSTR20 ([59]).

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации 165 страниц, из них 154 страниц текста, включая 121 рисунок и 11 таблиц. Библиография включает в себя 107 наименований на 11 страницах.

Глава 1

Эксперимент “Фабрика Каонов” (NA62)

Эксперимент NA62 [60], “Фабрика Каонов” является преемником экспериментов NA31 и NA48 по исследованию распадов каонов. Детектор NA62 [56] располагается в Северной Зоне комплекса выведенных пучков высокой интенсивности ЦЕРН (CERN High Intensity Beam Facility). Схема ускорительного комплекса ЦЕРН представлена на рис. 1.1.

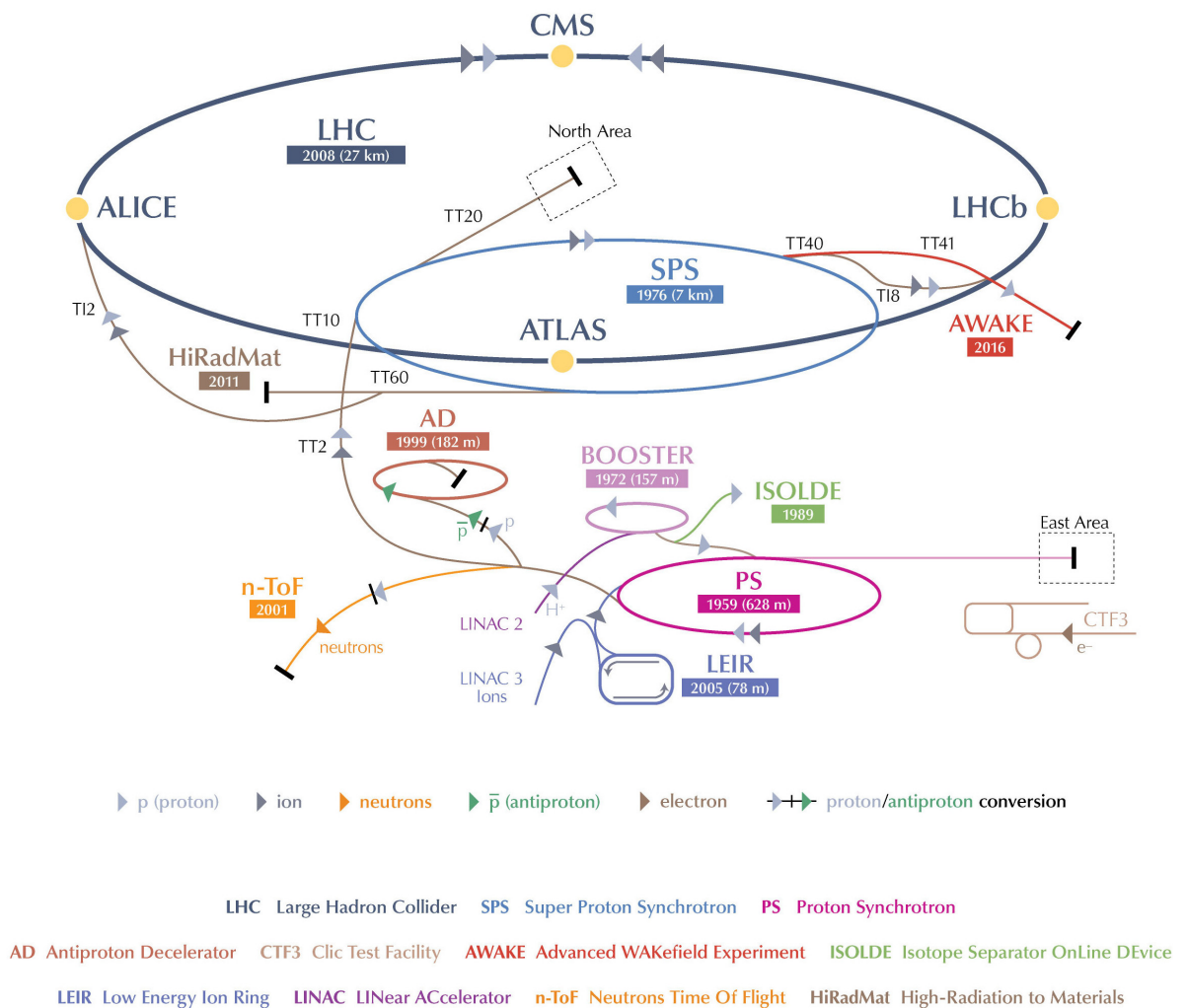


Рисунок 1.1: Схема ускорительного комплекса ЦЕРН. Эксперимент NA62 располагается на выведенном пучке в Северной Зоне (North Area).

В эксперименте NA62 исследуются распады каонов «на лету». Схема детектора NA62 представлена на рис. 1.2. Первичный протонный пучок падает на бериллиевую мишень. Центр мишени принят за начало декартовой лабораторной системы координат. Образующиеся на мишени адроны отбираются по импульсу с помощью магнито-оптической системы канала K12 и поступают в зону экспериментальной установки.

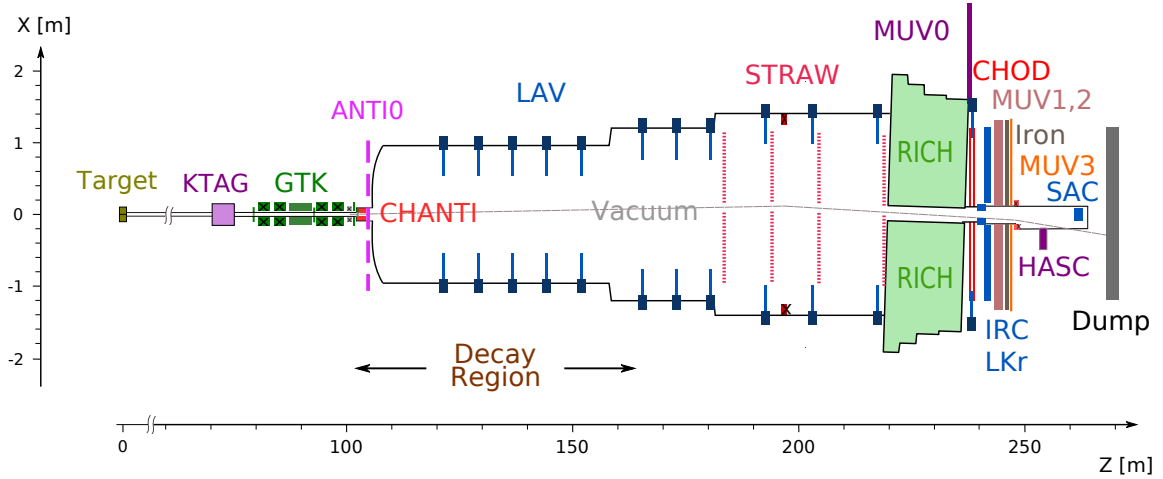


Рисунок 1.2: Схема расположения детекторов экспериментальной установки NA62.

§1.1. Основные требования к детектору NA62

Основной задачей эксперимента NA62 является измерение вероятности распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ с точностью не хуже 10%. Для измерения вероятности распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ с точностью 10% необходимо зарегистрировать ~ 100 событий. С учетом геометрической эффективности экспериментальной установки в 10%, общая статистика должна составить $\sim 10^{13}$ каонных распадов, при уровне подавления фоновых процессов $\sim 10^{12}$.

Характеристикой распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ является одна входящая в распадный объем частица, идентифицированная как заряженный каон (K^+), од-

на выходящая из распадного объема частица, идентифицированная как π^+ , и отсутствие других регистрируемых в зоне установки частиц. Измеряемыми величинами являются координаты и импульс пучковой частицы (P_K), координаты и импульс вторичного пиона (P_π). Получив угол между пучковой и вторичной частицей ($\Theta_{K\pi}$) можно вычислить квадрат недостающей массы m_{miss}^2 :

$$m_{miss}^2 = (P_K - P_\pi)^2, \quad (1.1)$$

где P_K, P_π — 4-х импульсы пучкового каона и вторичного пиона соответственно.

На рис. 1.3 представлены результаты моделирования спектров недостающей массы для распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и фоновых процессов: $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ и другие. Измерение относительной вероятности распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ производится в двух областях по недостающей массе, обозначенных как «Region 1» и «Region 2», где фоны минимальны.

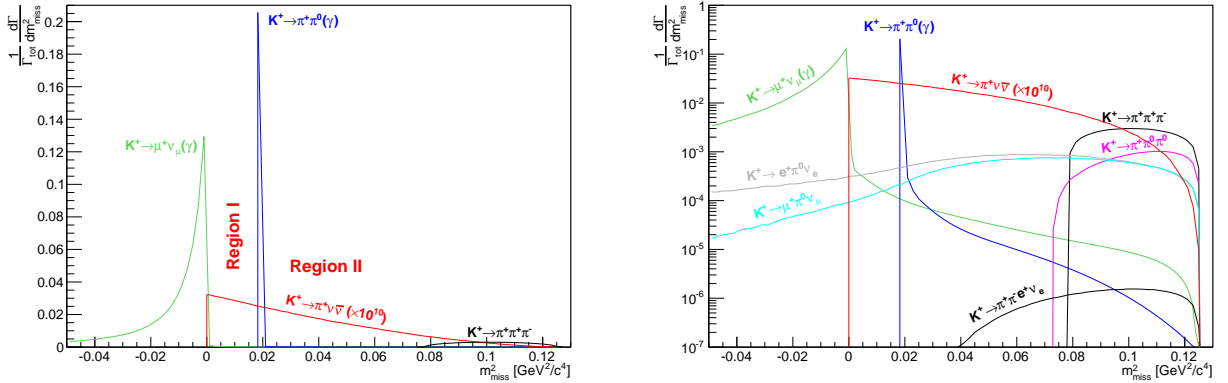


Рисунок 1.3: Спектр квадрата недостающей массы m_{miss}^2 для сигнального распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и основных фоновых распадов каона. Слева - линейный масштаб, справа - логарифмический.

Для достижения уровня подавления $10^4 - 10^5$ по кинематической переменной для подавления фонового распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ необходимо контролировать разрешение в спектре квадрата недостающей массы на уровне

$0.001 \text{ (ГэВ/}c^2\text{)}^2$. Для этого необходима точность измерения импульса и угла пучковой частицы на уровне $\sim 0.2 \%$ или ~ 0.016 мрад соответственно, а точности измерения импульса вторичной частицы и угла лучше $\sim 1\%$ или ~ 0.060 мрад соответственно. Система идентификации вторичных заряженных частиц должна обеспечивать подавление мюонов на уровне $\sim 10^7$, и подавление гамма-квантов $\sim 10^8$.

Особенностью работы с пучком высокой интенсивности является проблема случайных совпадений, когда в записываемом событии с распадом каона наблюдаются также сигналы от других процессов, перекрывающихся с основным процессом из-за конечного временного разрешения. Для минимизации случайных совпадений необходимо обеспечить согласованность детекторов по времени срабатывания на уровне 100 пс.

§1.2. Каналы P42 и K12

Первичный протонный пучок с импульсом $400 \text{ ГэВ/}c$ выводится из ускорительного комплекса SPS с помощью системы медленного вывода через канал высокой интенсивности P42 и падает на цилиндрическую бериллиевую мишень T10, размером $400 \text{ мм} \times \varnothing 2 \text{ мм}$. Из образующихся на мишени адронов формируется вторичный положительно заряженный пучок, который направляется в зону экспериментальной установки NA62 по каналу K12, спроектированному для отбора частиц с импульсом $75 \text{ ГэВ/}c$ и их транспортировки от мишени T10 до начала распадного объема экспериментальной установки NA62. Схема канала K12 представлена на рис. 1.4. Образующиеся на мишени T10 частицы проходят через триплет квадрупольных линз Q_{1-3} , для отбора по телесному углу (± 2.7 мрад в горизонтальной плоскости и ± 1.5 мрад по вертикали) и попадают в ахромат A1. Ахромат состоит из четырех дипольных магнитов и размещенных между ними двух коллиматоров TAX1 и TAX2,

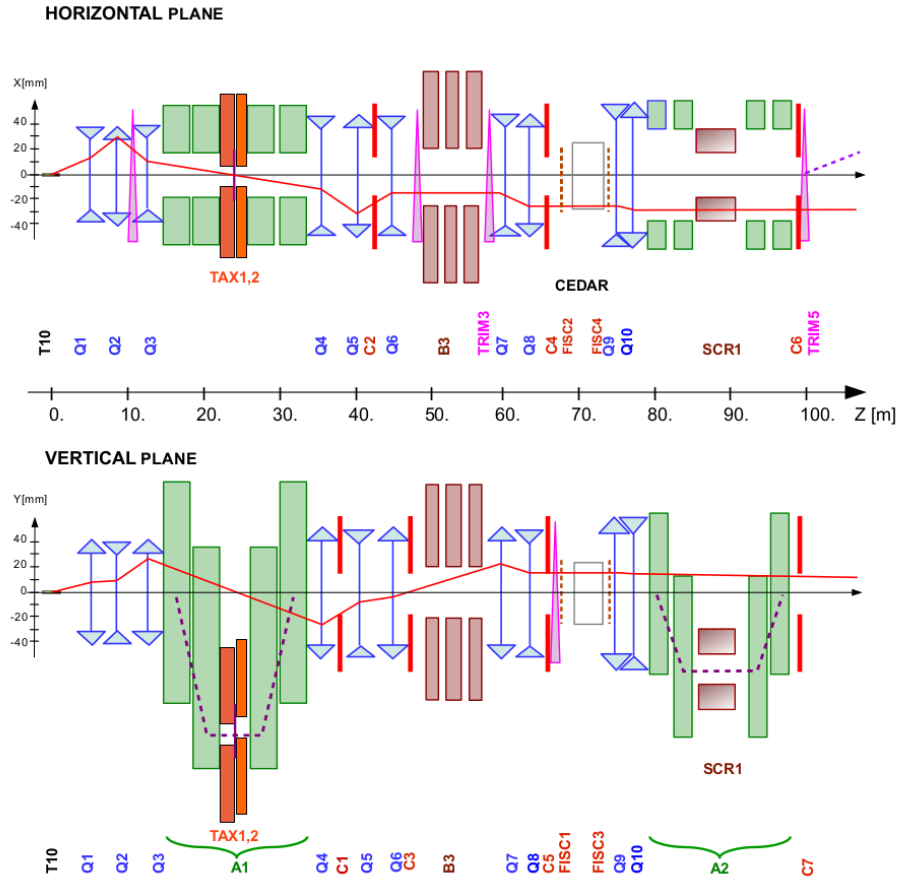


Рисунок 1.4: Магнито-оптическая система канала K12, транспортирующего адроны от мишени T10 в распадный объем установки NA62. Красная линия — огибающая пучка частиц.

обеспечивающих отбор частицы с импульсом $75 \text{ ГэВ}/c \pm 1\%$.

Между коллиматорами TAX1 и TAX2 установлен радиатор из вольфрамовых пластин с набором толщин до $1.3 X_0$ (до 5 мм), необходимый для уменьшения импульса позитронной составляющей пучка. Вторым триплет квадрупольных линз Q_{4-6} служит для перефокусировки пучка в вертикальной плоскости. В промежутках между линзами установлены коллиматоры C_{1-3} , которые поглощают позитроны, прошедшие через вольфрамовый радиатор. После коллиматоров C_{1-3} установлены мюонный рассеиватель, представляющий собой стальную пластину с отверстием $\varnothing 40$ мм, установленную между полюсами трех дипольных магнитов (B3). Вертикальное магнитное

поле в пластине отклоняет частицы, проходящие вне отверстия. Квадрупольные линзы Q7 и Q8, а также коллиматоры C4 и C5 служат для обеспечения соосности направления пучка и дифференциального черенковского счетчика CEDAR. Две пары (вертикальных и горизонтальных) сцинтилляционных счетчиков (FISC 1, 3 и FISC 2, 4) установлены до и после CEDAR и используются при настройке вывода пучка. Дублет квадрупольных линз Q9 и Q10 используется для фокусировки пучка в пучковом спектрометре GTK, схематично изображенном на рис. 1.5.

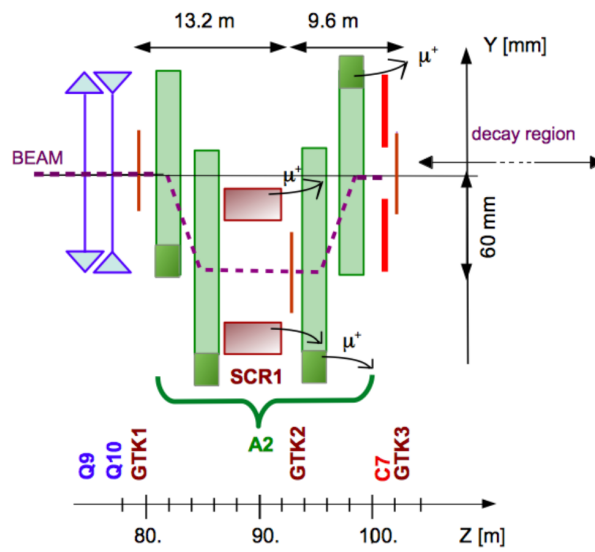


Рисунок 1.5: Схема расположения пучкового спектрометра GTK. Пунктирная линия — траектория K^+

§1.3. Дифференциальный черенковский счетчик КТАГ

Входящий в зону экспериментальной установки адронный пучок содержит 6% K^+ . Идентификация пучковых каонов производится с помощью дифференциального черенковского детектора. Излучаемый черенковский свет от заряженных частиц возникает в результате прохождения частицы через объем с газовой средой CEDAR — дифференциальный черенковский счетчик

с ахроматической фокусировкой, разработанный в конце 1970-х годов для идентификации каонов, пионов или протонов в несепарированных пучках заряженных частиц [61]. В качестве рабочего газа используется азот при давлении 1.73 бар, что соответствует $3.5 \times 10^{-2} X_0$ вещества, где X_0 — радиационная длина. Также предусмотрена возможность заполнения детектора водородом с давлением 3.9 бар, что позволит сократить количество вещества до $7 \times 10^{-3} X_0$ для минимизации вклада от многократного рассеяния.

Система регистрации черенковского света КТАГ, специально разработанная для эксперимента NA62, обеспечивает временное разрешение на уровне 100 пс. На рис. 1.6 представлена схема фоторегистрирующей части (слева) и фотография детектора (справа), установленного в экспериментальном зале.

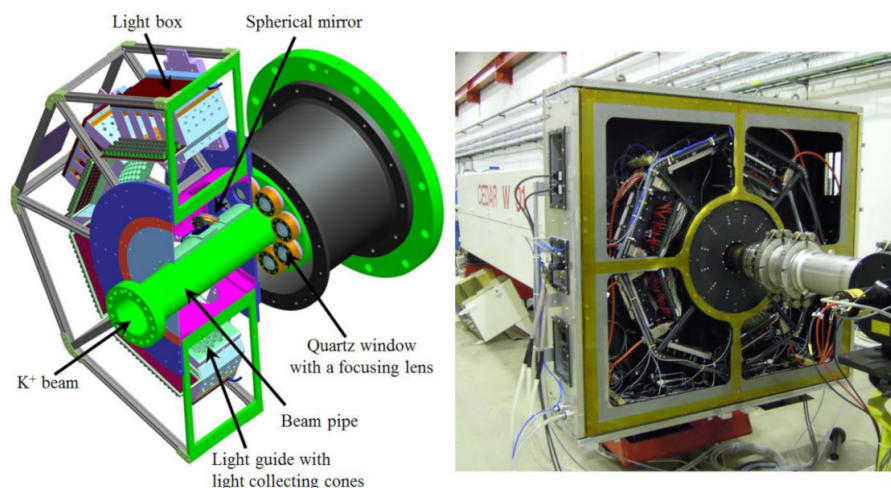


Рисунок 1.6: Схема фоторегистрирующей части КТАГ(слева) и фотография детектора, установленного в экспериментальном зале (справа).

Давление газа в объеме CEDAR настраивается под конкретную задачу, в данном случае детектор настраивается на регистрацию каонов. Черенковский свет от интересующей частицы проходит через диафрагму с фиксированным радиусом, выводится через восемь кварцевых окон (секторов) и фокусируется на сферических зеркалах. Отраженный свет падает на матрицу из 64 конических световодов с фотоумножителями (R9880 и R7400).

На рис. 1.7 представлена нормированная зависимость числа зарегистрированных совпадений сигналов ФЭУ от давления рабочего газа при наличии сигнала в $N_C = 4 \div 8$ секторах.

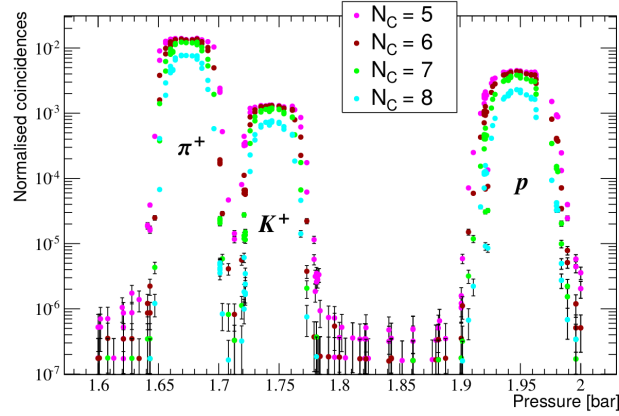


Рисунок 1.7: Нормированное число совпадений, регистрируемых КТАГ, в зависимости от давления рабочего газа в объеме CEDAR.

§1.4. Пучковый спектрометр GTK

Пучковый спектрометр GTK [62] необходим для прецизионного измерения импульса, времени и направления входящей пучковой частицы и представляет собой ахромат A2 (четыре дипольных магнита), магнитный коллиматор и три станции пиксельных кремниевых детекторов GTK. На рис. 1.8 представлена схема пучкового спектрометра. Каждая станция представляет собой гибридный кремниевый детектор, состоящий из 18 тыс. пикселей размером 300×300 мкм², сгруппированных в матрицу 200×90 элементов. Чувствительная область детектора составляет 62.8×27 мм².

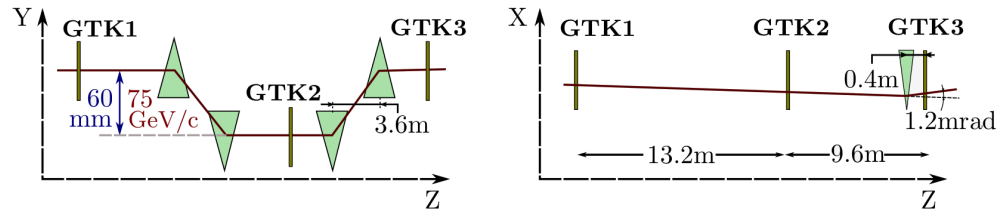


Рисунок 1.8: Схематический вид пучкового спектрометра GTK в плоскости YZ (слева) и XZ (справа).

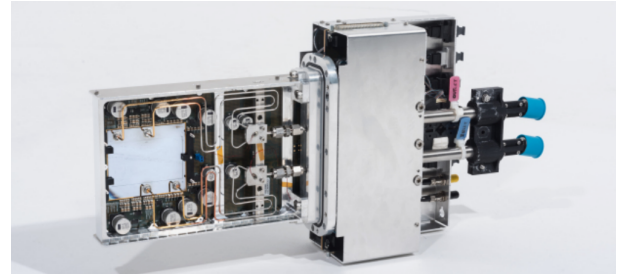
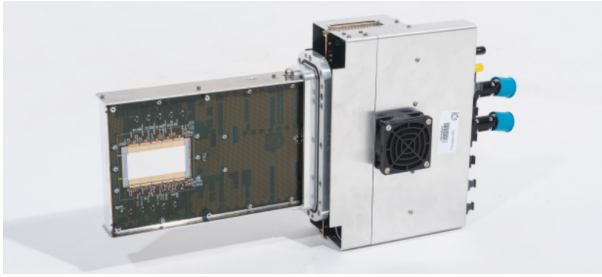


Рисунок 1.9: Фотография одной из станций пиксельного детектора GTK

На рис. 1.10 представлен двумерный профиль пучка, полученный при работе с интенсивностью 30% от проектной, нормированный на 1 с длительности ускорительного сброса.

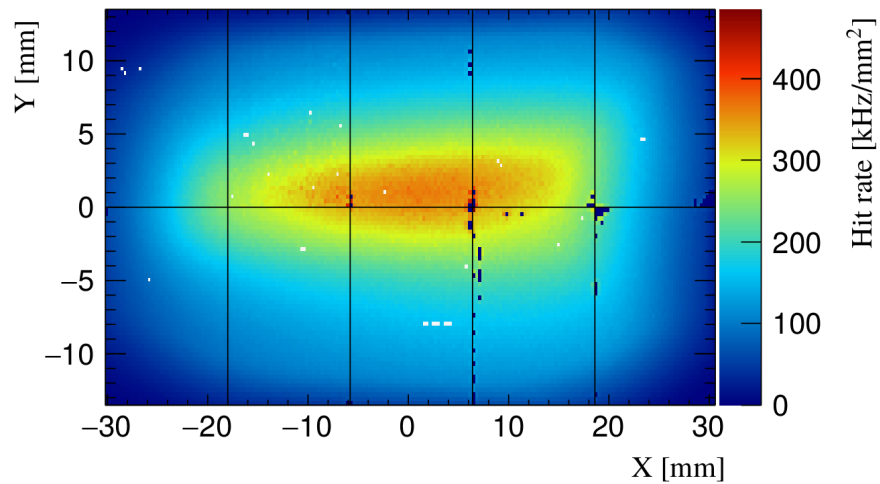


Рисунок 1.10: Двумерный профиль адронного пучка, нормированный на длительность сброса в 1 с.

§1.5. Анти-счетчик заряженных частиц CHANTI

Анти-счетчик заряженных частиц CHANTI [63] используется для подавления событий с рассеянием пучковых частиц в веществе последней станции пучкового спектрометра GTK, а также для регистрации заряженных частиц, образующихся в результате распадов в голове канала. Детекторы расположены внутри вакуумной камеры и регистрируют заряженные частицы, вылетающие под углами от 49 мрад до 1.34 рад к оси пучка.

CHANTI представляет собой систему из шести станций с поперечными размерами $300 \times 300 \text{ мм}^2$ и центральным отверстием для пучковых частиц размером $95 \times 65 \text{ мм}^2$. Каждая станция состоит из 48 сцинтилляционных брусков треугольного сечения (рис. 1.11), просматриваемых кремниевыми фотоумножителями MPPC-S10362-13-050-C через спектросмещающие волокна BCF-92.

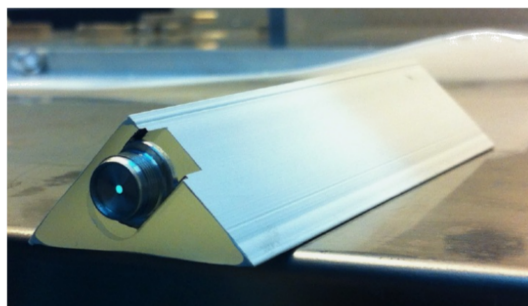
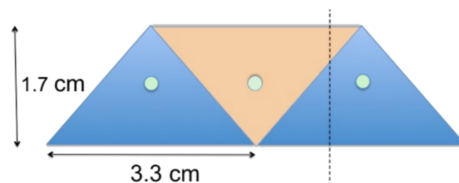
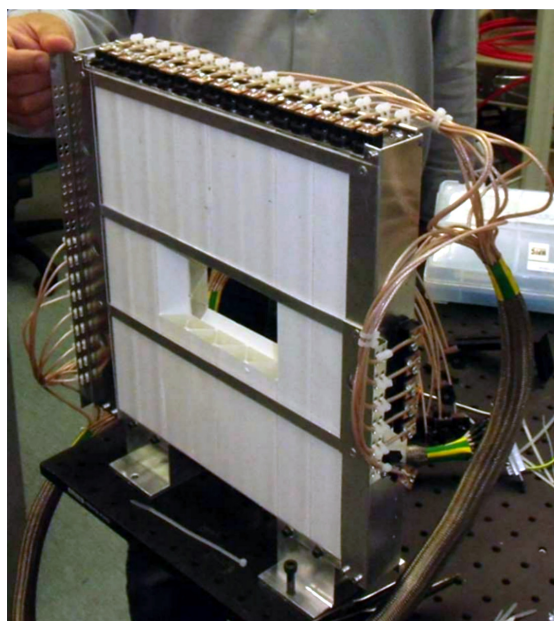


Рисунок 1.11: Фотография одной из шести станций CHANTI (слева) и схема и внешний вид отдельного канала сцинтилляционного анти-счетчика CHANTI (справа).

§1.6. Спектрометр STRAW

Основной спектрометр установки NA62 представляет собой широко-апертурный магнит MNP33 [64] и четыре станции straw [65]. Каждая станция состоит из четырех плоскостей, измеряющих X (0°), Y (90°), U (-45°) и V ($+45^\circ$) координаты (рис. 1.12 слева). Каждая плоскость содержит 112 straw трубок диаметром 9.82 мм и длиной 2160 мм и имеет зазор 12 см. При сложении четырех плоскостей в центре образуется зона нечувствительности для прохождения нераспавшихся пучковых частиц в виде восьмиугольника с апофемой 6 см. Все станции находятся внутри вакуумной камеры распадного объема.

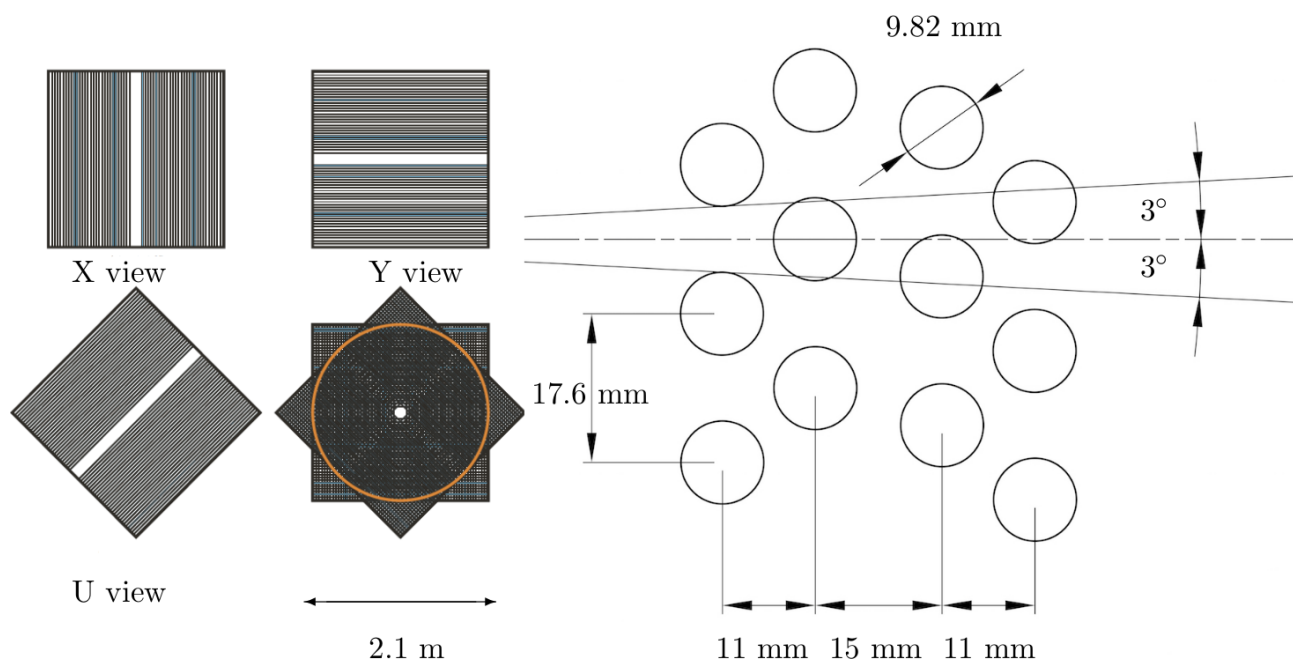


Рисунок 1.12: Схематическое изображение станции straw, состоящей из четырех плоскостей (X , Y , U , V). Каждая плоскость состоит из четырех слоев дрейфовых трубок (справа).

Straw-трубки изготовлены из полиэтилентерефталата (PET) толщиной 36 мкм с напылением меди (50 нм) и золота (20 нм) с внутренней стороны. В качестве анода используется вольфрамовая проволока с золотым напылением $\varnothing 30$ мкм с натяжением 80 г. В качестве рабочего газа используется 70% Ar + 30% CO_2 при атмосферном давлении. Импульсное разрешение спектрометра составляет:

$$\frac{\sigma(p)}{p} = 0.30\% \oplus 0.005\% \cdot p \quad (1.2)$$

На рис. 1.13 представлен спектр приведенной массы трехчастичного распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$, ширина которого определяется исключительно разрешением спектрометра.

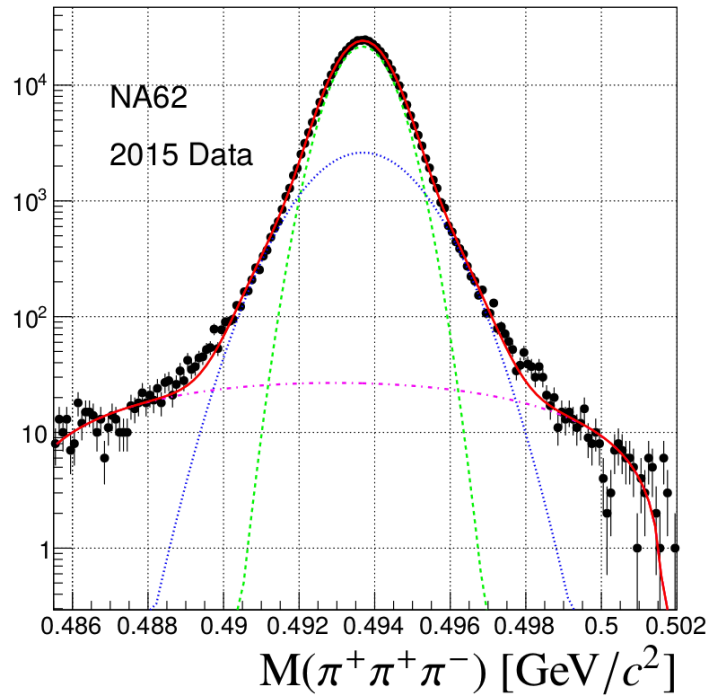


Рисунок 1.13: Спектр инвариантной массы $\pi^+\pi^+\pi^-$. Черным цветом отмечены экспериментальные данные; зеленые и синие пунктирные кривые — Гауссианы, описывающие пик и плечи распределения; Фиолетовая штрихованная кривая — полиномиальный фон. Красная кривая — комбинированный фит двумя Гауссианами и полиномом.

§1.7. Система Вето-детекторов фотонов

Кинематическое подавление фоновых процессов для распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ составляет 10^{-4} . Для дальнейшего эффективного подавления основного фонового распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ накладывается ограничение на импульс регистрируемого заряженного пиона $15 \text{ ГэВ}/c < P_{\pi^+} < 35 \text{ ГэВ}/c$. Таким образом, в случае распада пучкового каона по каналу $K_{2\pi}$, фотоны от распада π^0 должны обладать суммарным импульсом $40 \text{ ГэВ}/c$ и более, что позволяет эффективно подавлять такие события системой вето-детекторов фотонов.

Система вето-детекторов фотонов состоит из электромагнитного жидкокриптонового калориметра LKr, ранее использованного в эксперименте NA48, вето-детекторов больших углов LAV (Large Angle Veto), а также калориметров средних и малых углов IRC (Intermediate Ring Calorimeter) и SAC (Small Angle Calorimeter).

Таблица 1.1: Характеристики вето-детекторов фотонов

Вето-детектор	Угловое покрытие, мрад	Неэффективность
LAV	$8.5 \div 50$	10^{-4} при $E_\gamma > 200 \text{ МэВ}/c^2$
LKr	$1 \div 8.5$	10^{-3} при $E_\gamma > 1 \text{ ГэВ}/c^2$ 10^{-5} при $E_\gamma > 10 \text{ ГэВ}/c^2$
IRC, SAC	$0 \div 1$	10^{-4} при $E_\gamma > 5 \text{ ГэВ}/c^2$

Вето-детекторы больших углов LAV

Система вето-детекторов больших углов LAV [66] состоит из 12 станций, распределенных на протяжении всего вакуумного объема. Станции LAV обеспечивают регистрацию гамма-квантов вылетающих под углами от 8.5 до 50 мрад от оси пучка. Для регистрации гамма-квантов используются блоки свинцовых стекол, ранее использованных в калориметре OPAL. Стекла

имеют форму усеченной пирамиды, просматриваемой фотоумножителями с большего основания, и располагаются в несколько рядов (рис. 1.14). Внешний радиус станции, как и радиус вакуумного объема, увеличивается с расстоянием от мишени. Так, для станций LAV1-LAV5 внешний радиус составляет 907 мм, а для LAV12 — 1440 мм. Проходящая частица вызывает срабатывание, как минимум, трех счетчиков в станции с общим количеством вещества $21X_0$.

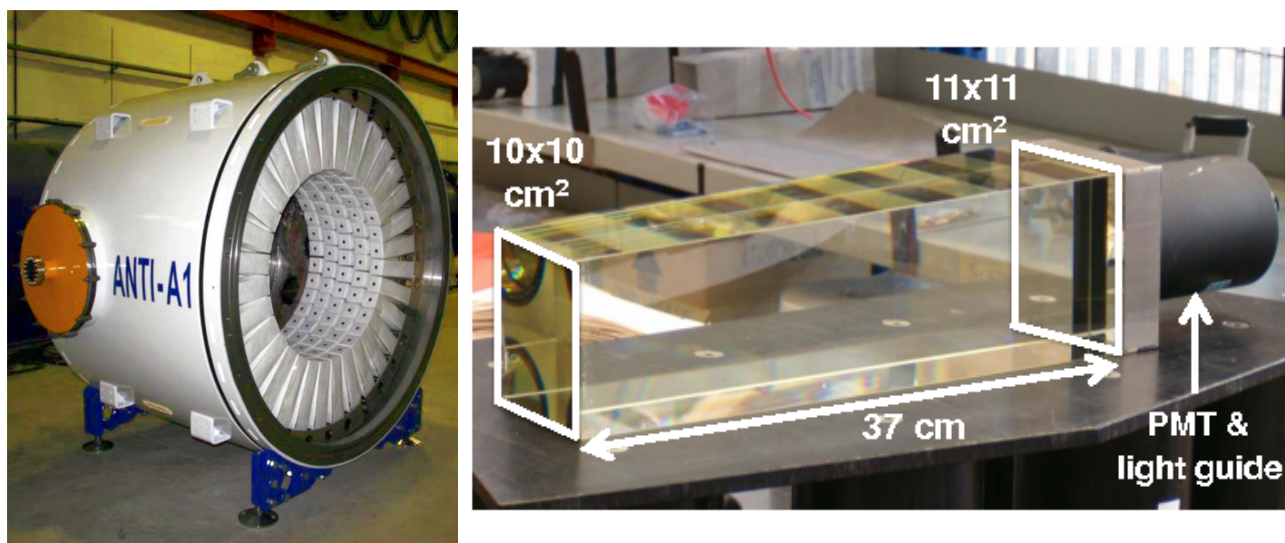


Рисунок 1.14: Фотография станции LAV1 (слева) и отдельного счетчика, состоящего из свинцового стекла и фотоумножителя (справа).

Жидко-криптоновый калориметр LKr

Электромагнитный калориметр NA62 представляет собой жидко-криптоновый калориметр установки NA48 [67], [68] и модернизированную систему вычитывающей электроники CREAM [69], позволяющую работать при более высоких нагрузках.

Жидко-криптоновый калориметр представляет собой криостат, заполненный 9000 литрами жидкого криптона при температуре 120 К. Чувствительный объем калориметра покрывает площадь $\varnothing 80 \div 1280$ мм от пучковой

вакуумной камеры и имеет продольный по пучку размер 1270 мм, что соответствует $27X_0$. Весь объем калориметра разделен на 13248 ячеек, выполненных из медно-берилиевых электродов размером $20 \times 20 \times 1270 \text{ мм}^3$ (рис. 1.15).

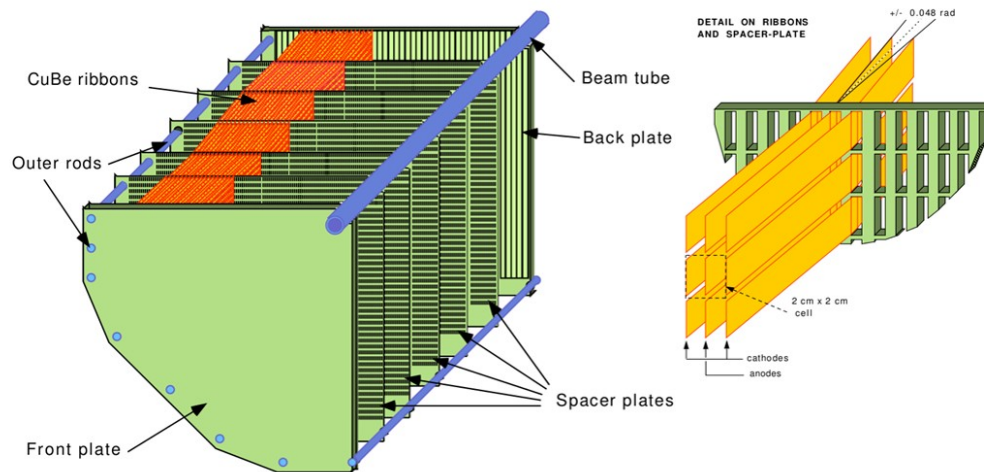


Рисунок 1.15: Схема расположения электродов жидко-криптонового калориметра

Каждая ячейка состоит из двух катодов и одного центрального анода, с которого производится вычитывание сигнала предусилителями, расположенными внутри криостата. Рабочее напряжение составляет 3000 В. Структура электродов, предусилители и калибровочная система расположены внутри криостата диаметром 2600 мм.

Система вычитывания калориметра CREAM (Calorimeter Readout Module) представляет собой 14-битные АЦП прямого преобразования с FPGA контроллером для обработки триггерных запросов и памятью для хранения данных, набранных за всю длительность сброса.

Вето-Калориметры средних (IRC) и малых углов (SAC)

Калориметры средних и малых углов [70] необходимы для обеспечения герметичности системы фотонного вето в области малых к оси пучка углов. Оба калориметра изготовлены по принципу “шашлыка” — чередующиеся слои

пластин поглотителя (свинец) и активного вещества (сцинтиллятора) просматриваются спектросмещающими волокнами, пронизывающими все слои калориметра. Гамма-кванты, вылетающие под малыми к оси пучка углами и образующиеся в результате распада каонов в вакуумном объеме установки, обладают энергией заведомо больше $5 \text{ ГэВ}/c^2$.

Основное требование к калориметрам малых углов - регистрация гамма-квантов с неэффективностью не хуже 10^{-4} . Для обоих детекторов частота срабатывания во время сброса составляет $\approx 1 \text{ МГц}$.

Калориметр средних углов (IRC) представляет собой калориметрический модуль с круглым сечением, эксцентрично расположенный вокруг пучковой вакуумной камеры. Внешний диаметр составляет 290 мм, центр совпадает с осью пучка, а центр внутреннего диаметра 120 мм смещен на 12 мм в сторону положительной координаты X. На рис. 1.16 представлена фотография вето-калориметра IRC, установленного на пучковой вакуумной камере без светоизоляции.

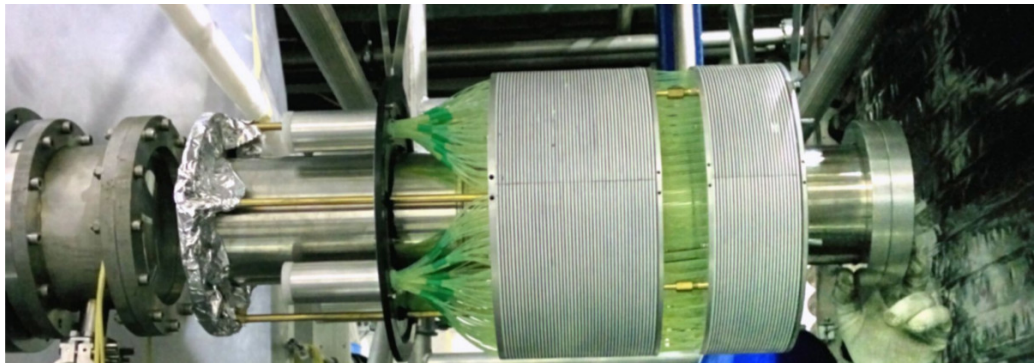


Рисунок 1.16: Фотография вето-калориметра средних углов (IRC), установленного на пучковой вакуумной камере без светоизоляции.

Калориметр малых углов (SAC) установлен внутри пучковой вакуумной камеры в конце установки после магнита, который отклоняет от него пучок. Детектор (рис. 1.17) представляет собой 70 чередующихся слоев сцинтиллятор — свинец, с толщиной пластин 1.5 мм. Поперечный размер калориметра

$205 \times 205 \text{ мм}^2$. Калориметр вычитывается через спектросмещающие волокна четырьмя фотоумножителями R6427S.

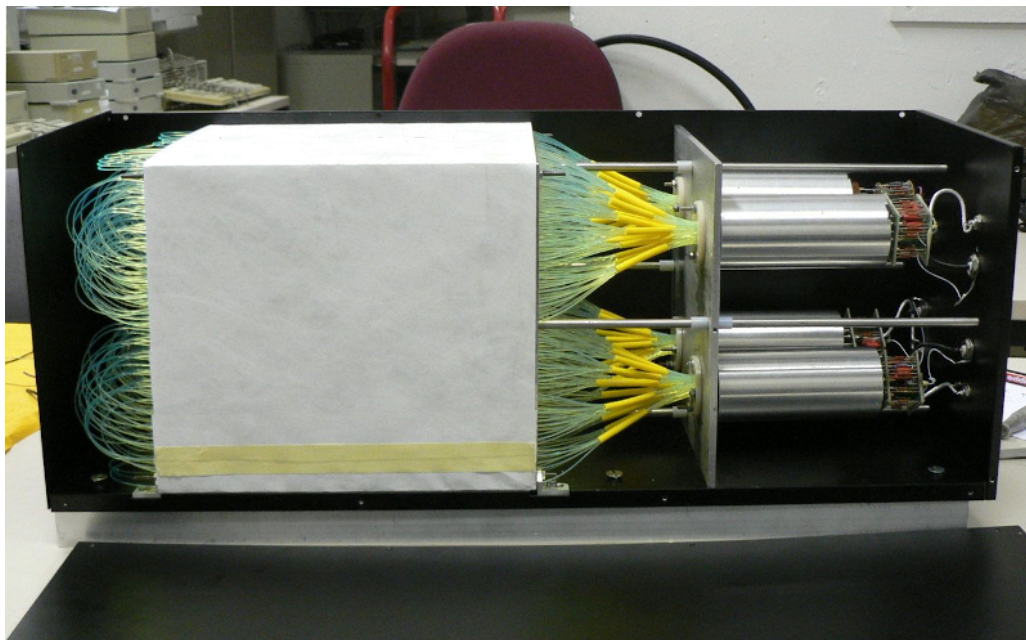


Рисунок 1.17: Фотография вето-калориметра малых углов (SAC).

§1.8. Детектор колец Черенковского излучения RICH

Детектор колец черенковского излучения RICH [71] спроектирован для идентификации вторичных заряженных частиц с импульсами $15 \div 35 \text{ ГэВ}/c$, обеспечивая эффективное подавление мюонов на уровне 10^2 . Для достижения эффективной идентификации пионов параметры рабочего газа подбираются таким образом, чтобы порог черенковского излучения был на 20% ниже минимально-требуемого импульса, т.е. составлял $12.5 \text{ ГэВ}/c$. В качестве рабочего газа детектора используется неон, показатель преломления которого, при комнатной температуре и атмосферном давлении $(n - 1) = 62 \times 10^{-6}$.

Детектор RICH представляет собой объем длиной 17 м и изменяющимся диаметром от 4.2 м вначале до 3.2 м в области зеркал (рис. 1.18).

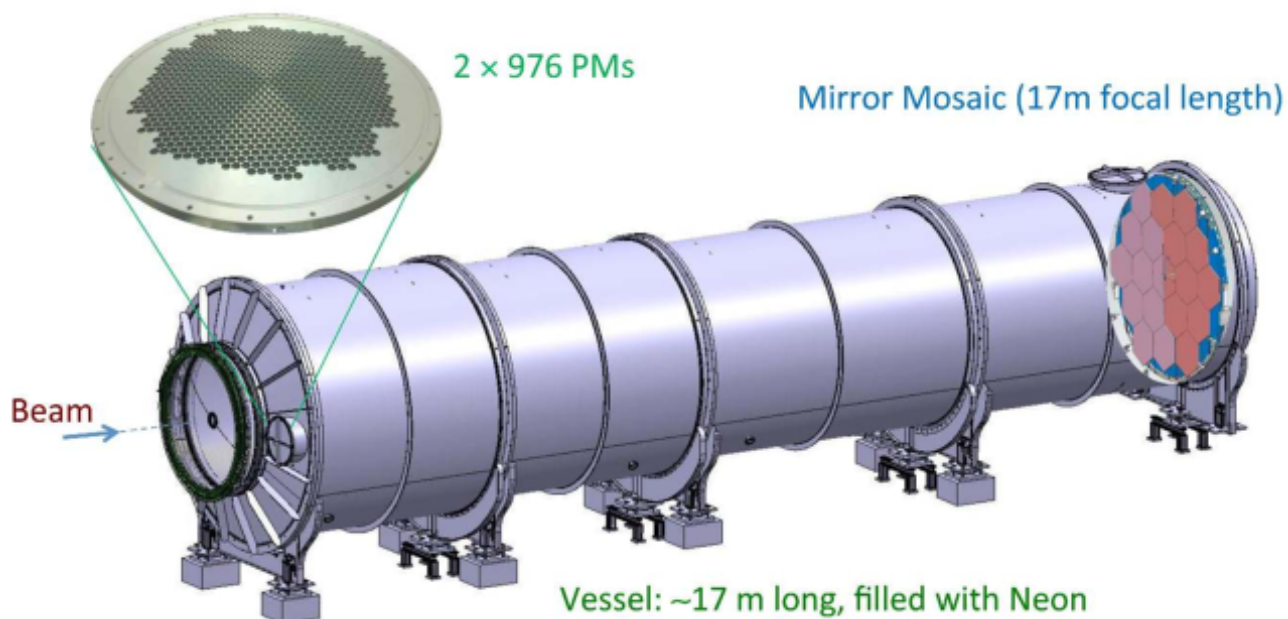


Рисунок 1.18: Схематический вид детектора колец черенковского излучения RICH. Пучок нераспавшихся частиц входит в объем детектора слева и проходит внутри детектора по пучковой вакуумной камере. Слева изображен фланец с фотоумножителями.

С дальнего по пучку торца установлено 20 сферических зеркал, а на ближнем по пучку торце два фланца с фотоумножителями R7600-U03. На каждом фланце расположено 976 фотоумножителей. Для каждого зеркала предусмотрена возможность удаленной юстировки с помощью двух пьезодвигателей. Нераспавшиеся в зоне экспериментальной установки частицы транспортируются внутри RICH детектора по вакуумной камере.

Спектр разности времен регистрации сигналов от пучкового черенковского счетчика КТАГ и RICH (рис. 1.19 слева) описывается Гауссианом с дисперсией $\sigma = 140$ пс. На рис. 1.19(справа) представлена зависимость импульса частицы от радиуса кольца черенковского излучения, зарегистрированного с помощью RICH. Отчетливо прослеживаются зависимости радиуса черенковского света от импульса частицы для позитрона, мюона и пиона с импульсами до 35 ГэВ/с, а также каона с импульсами от 50 ГэВ/с.

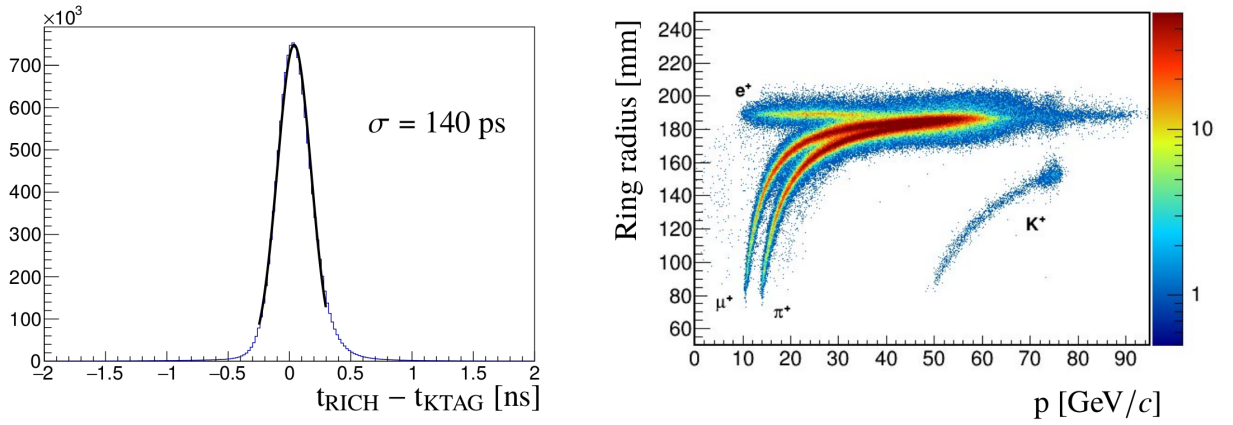


Рисунок 1.19: Временное разрешение (слева) и пример идентификации RICH детектором (справа): зависимость радиуса кольца черенковского излучения от импульса частицы.

§1.9. Вето система мюонов

Мюонная veto-система состоит из двух адронных калориметров (MUV1, MUV2) [72], 80 см железного поглотителя (мюонного фильтра) и быстрого мюонного годоскопа MUV3.

Калориметр MUV1 состоит из чередующихся слоев железа и сцинтиллятора. Каждый слой сцинтиллятора представляет собой набор сцинтилляционных пластин размером $9 \times 60 \times 2620 \text{ мм}^3$, ориентированных поочередно вертикально либо горизонтально. Сцинтилляционные пластины изготовлены в НИЦ «Курчатовский Институт» — ИФВЭ методом плавления гранул в форме (рис. 1.20).

Поперечный размер внутренних слоев поглотителя имеет размер $2700 \times 2600 \text{ мм}^2$. Расстояние между слоями поглотителя составляет 12 мм. Каждая сцинтилляционная пластина имеет две канавки с вклеенными спектросмещающими волокнами $\varnothing 1.2 \text{ мм}$. Волокна сгруппированы и вычитываются фотомножителем R6095S. Весь калориметр вычитывается 176 каналами. Уровень амплитуды сигнала от минимально ионизирующей частицы варьируется от

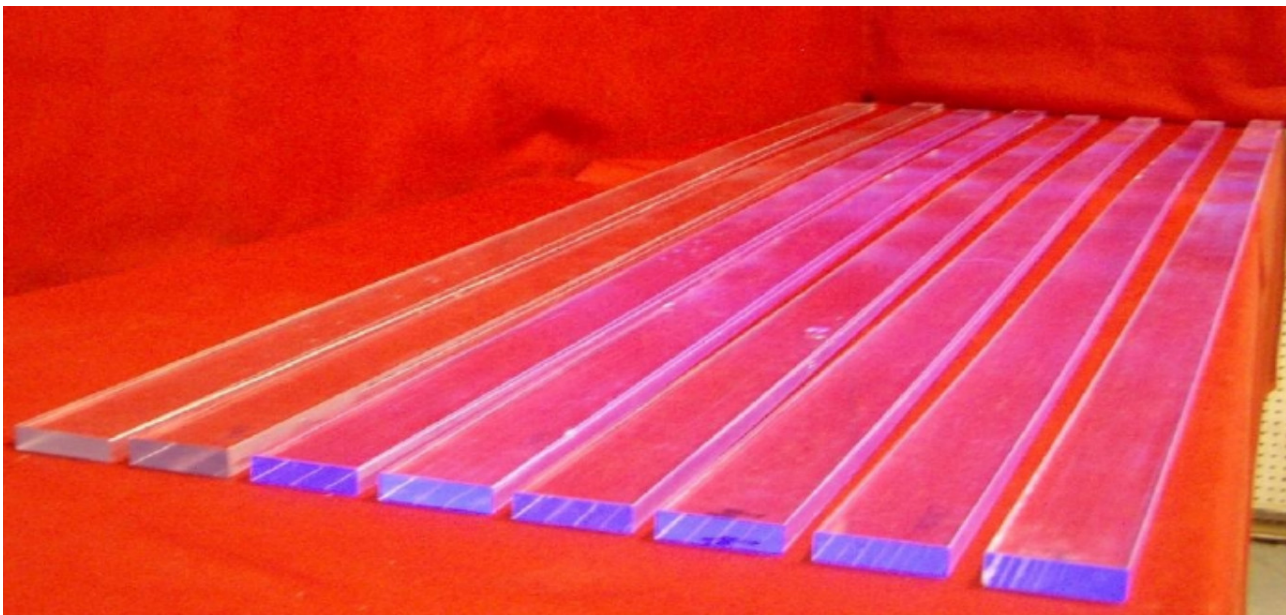


Рисунок 1.20: Сцинтилляционные пластины размером $9 \times 60 \times 2620$ мм³, изготовленные в НИЦ «Курчатовский Институт» — ИФВЭ для калориметра MUV1.

35 до 50 фотоэлектронов.

Адронный калориметр MUV2 представляет собой модернизированный адронный калориметр эксперимента NA48 со структурой, схожей с MUV1. Детектор состоит из 44 сцинтилляционных пластин размером $4.5 \times 119 \times 1300$ мм³. Свет регистрируется фотоумножителями 9265КА, а общее число каналов составляет 88.

§1.10. Система сцинтилляционных годоскопов

Система сцинтилляционных годоскопов была разработана и создана при участии группы НИЦ «Курчатовский Институт» — ИФВЭ. Подробное описание детекторов представлено в работах [56], [58] и [59]. Процесс разработки и испытания прототипов подробно описаны в Главах 2 и 3, а также в работах [54], [57],[55] и [59]. Эффективность работы годоскопа CHOD описана в Главе 4 и работе [58].

Мюонный годоскоп MUV0

Основная задача годоскопа MUV0 — подавление событий с заряженными частицами, выходящими за апертury основных детекторов установки. Такие события, в частности, возникают в результате цепочки распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ с дальнейшим распадом $\pi^- \rightarrow \mu^- \nu$. При этом, в результате потери одного из положительных пионов и отклонением отрицательно-заряженного мюона магнитным полем спектрометрического магнита MNP33 за аперттуру основных детекторов, подобные события могут быть ложно идентифицированы как $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$.

Детектор представляет собой набор сцинтилляционных пластин размером $200 \times 200 \times 5$ мм³, изготовленных методом литья под давлением, вычитываемых фотоумножителями R7400-U03 через спектросмещающие волокна BCF-92. Сцинтилляционные пластины укладываются в два слоя и группируются, обеспечивая покрытие площади 1400×1400 мм² с помощью всего 9 каналов. Схематическое расположение сцинтилляционных пластин в детекторе MUV0 представлено на рис. 1.21.

Длительность переднего фронта фотоумножителей R7400-U03 составляет 0.7 нс. При регистрации отклика на проходящую частицу фотоумножитель регистрирует отдельные группы оптических фотонов, разбивая сигнал на отдельные пики. Для обеспечения единичного отклика на проходящую частицу используется модуль с интегрирующей цепочкой. Полная схема регистрации сигнала представлена на рис. 1.22. В качестве усилителя сигнала используется CAEN Mod.979 [73], а дискриминация сигналов производится двухпороговым дискриминатором LAVfee [74], выход с которого поступает на основной модуль системы сбора данных установки NA62 — ВЦП TEL62 [75].

Рабочее напряжение питания фотоумножителей подбиралось при горизонтальном положении детектора с использованием космических лучей.

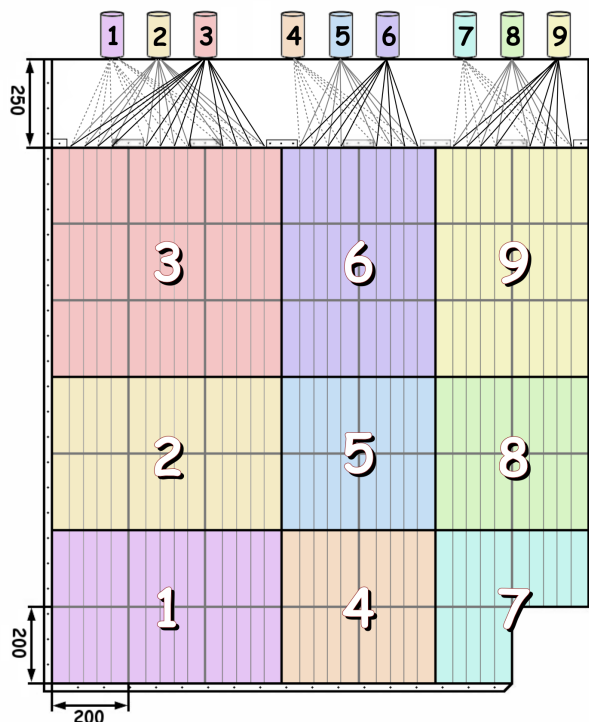


Рисунок 1.21: Схематическое изображение детектора MUV0.

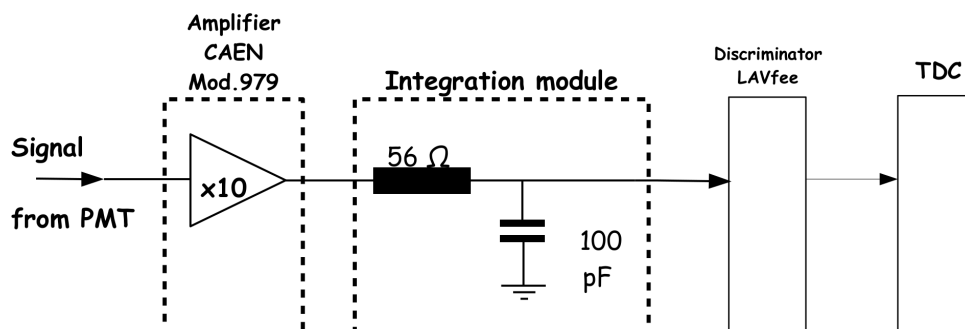


Рисунок 1.22: Схема вычитывания и регистрации сигнала

На рис. 1.23, 1.24 представлены фотографии годоскопа MUV0 до и после установки в экспериментальном зале.

На рис. 1.24 представлена фотография годоскопа MUV0 и вычитывающих фотоумножителей.

На рис. 1.25 представлен спектр времени регистрации сигнала с MUV0 относительно RICH.



Рисунок 1.23: Фотографии годоскопа MUV0: в чистой комнате (ЦЕРН) перед транспортировкой в экспериментальный зал (слева) и установленный в экспериментальном зале (справа).

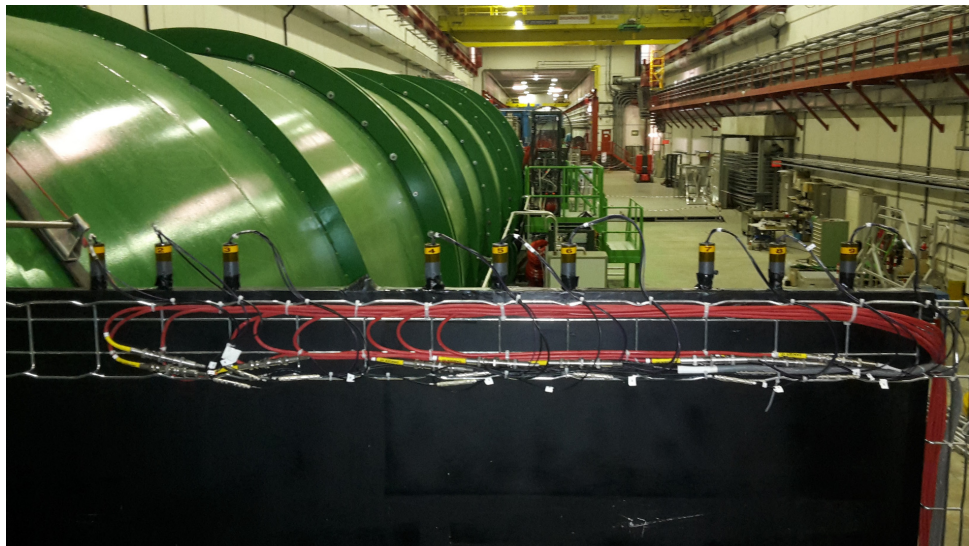


Рисунок 1.24: Фотография установленного детектора MUV0 (черный прямоугольник) и вычитывающих фотоумножителей.

Быстрый veto-годоскоп MUV3

Мюонный годоскоп MUV3 разработан и создан при участии группы НИЦ «Курчатовский Институт» — ИФВЭ для подавления событий с мюонами в конечном состоянии на уровне триггера. Детектор расположен в дальней по пучку области установки, после калориметров и 80 см железного погло-

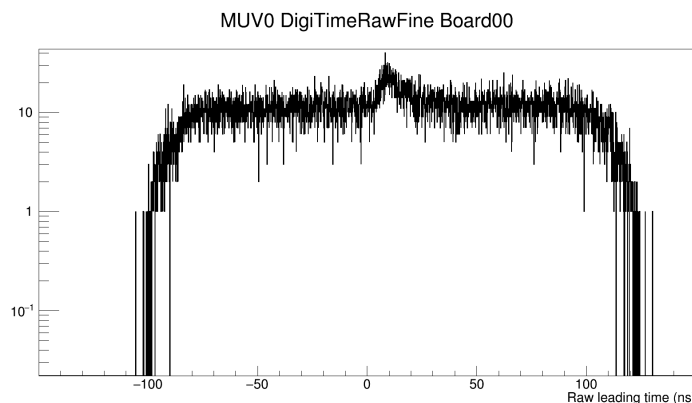


Рисунок 1.25: Время регистрации сигналов с детектора MUV0 относительно времязадающего детектора RICH. Края распределения обусловлены случайными совпадениями.

теля. Подробное описание детектора и его работы приведено в [56].

Годоскоп состоит из сцинтилляционных пластин, просматриваемых фотоумножителями XP2262 через воздушный световод с зачерненными стенками (рис. 1.26). Сцинтилляционные пластины изготовлены из блоков полимеризованного сцинтиллятора путем механической обработки с дальнейшей полировкой граней в НИЦ «Курчатовский Институт» — ИФВЭ. Использование двух фотоумножителей обусловлено расположением фотоумножителей в активной области детектора. Так, при прохождении заряженной частицы черенковское излучение во входном окне фотоумножителя вызывает срабатывание на ~ 2 нс раньше регистрируемой сцинтилляционной вспышки (см. рис. 1.29). Для обеспечения стабильной временной привязки детекторов установки, каждая сцинтилляционная пластина вычитывается двумя фотоумножителями, совпадение которых в пределах 5 нс идентифицируется как срабатывание ячейки, а в качестве временной метки используется последний регистрируемый сигнал.

На рис. 1.27 представлена фотография сцинтилляционных пластин центральной части детектора на стадии сборки. Размер сцинтилляционных пла-

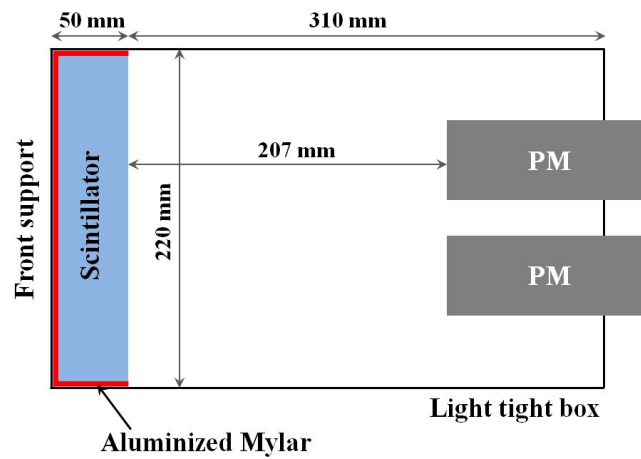


Рисунок 1.26: Схематическое изображение одной ячейки годоскопа MUV3, состоящей из пластины сцинтиллятора, светоизоляции и двух фотоумножителей.

стин составляет $250 \times 250 \times 50 \text{ мм}^3$, в то время как в центральной области используются счетчики размером $125 \times 125 \times 50 \text{ мм}^3$.

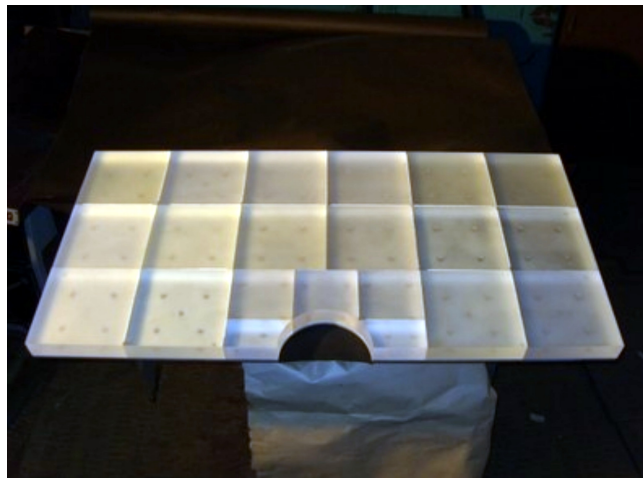


Рисунок 1.27: Фотография сцинтилляционных пластин центральной части детектора.

Размеры счетчиков определяются техническим ограничением вычитывающей электроники и вызваны высокой загрузкой во время сброса. В центре детектора предусмотрено пространство для пучковой вакуумной камеры, транспортирующей нераспавшиеся частицы за пределы экспериментальной

установки. Максимальная загрузка одного из центральных счетчиков вблизи пучковой вакуумной камеры составляет 3.5 МГц.

На рис. 1.28 представлены фотографии элементов годоскопа на стадии сборки в чистой комнате (слева) и фронтальная сторона годоскопа без светоизоляции в экспериментальном зале на этапе установки (справа).

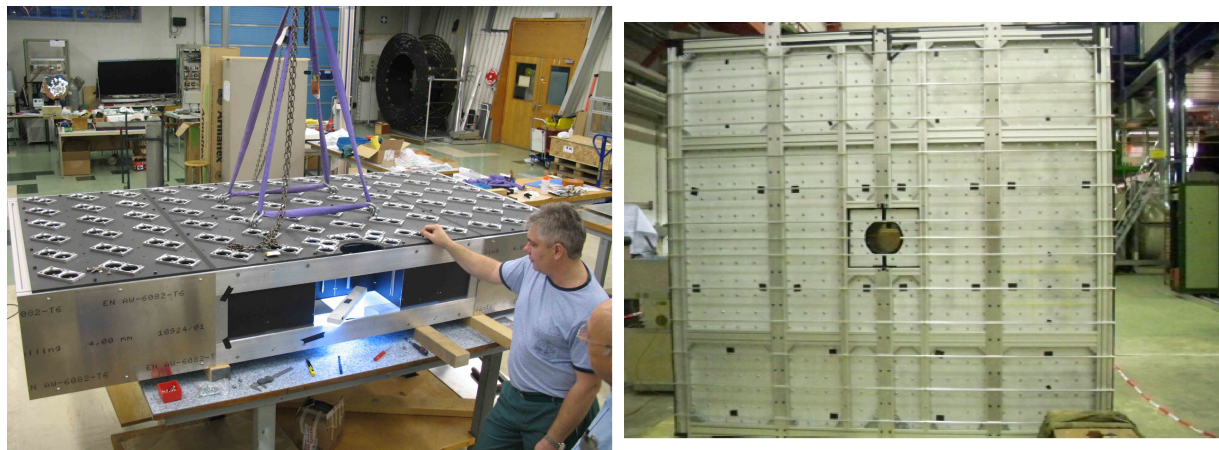


Рисунок 1.28: Фотография детектора в чистой комнате (ЦЕРН) на этапе сборки (слева) и в экспериментальном зале перед светоизоляцией (справа).

Горизонтальные трубки на второй фотографии предназначены для калибровки фотоумножителей радиоактивным источником Co^{60} .

Сигналы с фотоумножителей поступают на дискриминатор со следящим порогом. Сформированный выходной сигнал в стандарте LVDS регистрируется модулями ВЦП TEL62.

На рис. 1.29 представлена гистограмма разницы времени регистрации сигнала черенковского дифференциального счетчика CEDAR и годоскопа MUV3. Наблюдаемая асимметрия распределения в левом плече обусловлена черенковским светом от проходящих через входное окно фотоумножителя заряженных частиц.

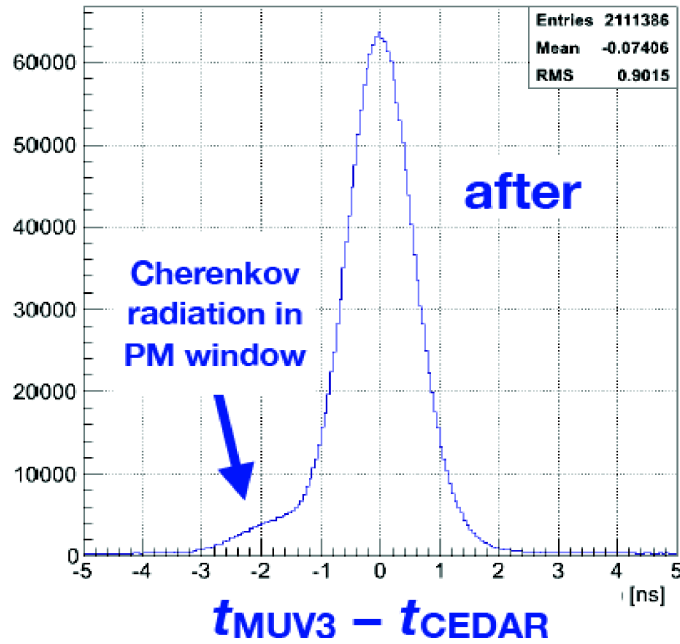


Рисунок 1.29: Распределение временных интервалов между срабатыванием пучкового дифференциального счетчика CEDAR и годоскопа MUV3.

Годоскоп заряженных частиц CHOD

Charged Particle **H**odoscope (CHOD) — один из основных детекторов вторичных частиц, обеспечивающих входную информацию в триггер нулевого уровня. Подброеное описание детектора представлено в работах [56] и [58]. Процесс разработки и испытания прототипов описаны в Главах 2 и 3, а также в работах [54], [57]. Эффективность работы годоскопа CHOD в сеансе 2016 — 2018 гг. описана в Главе 4 и работе [58].

CHOD — детектор ячеистой структуры, состоящий из 152 сцинтилляционных счетчиков толщиной 30 мм, покрывает область $\varnothing 280 \div 2140$ мм вокруг пучковой вакуумной камеры. Размеры счетчиков подобраны для оптимизации ожидаемой загрузки и идентификации разных топологий распадов на нулевом уровне триггера. Основной задачей годоскопа является выработка триггерного сигнала на множественность заряженных частиц в событии, а также организация мюонного вето при совпадении сигналов от соответству-

ющих счетчиков MUV3 и CHOD.

Сцинтилляционные пластины просматриваются кремниевыми фотоумножителями SensL MicroFC-30035 [76] через спектросмещающие волокна Y11(200) type S. Волокна с одной пластины собираются в две группы и вычитываются как два независимых канала, совпадение которых в пределах ворот 5 нс регистрируется как сработавшая ячейка годоскопа.

Счетчики изготовлены из сцинтиллятора СЦ-301 производства НИЦ «Курчатовский институт» методом блочной полимеризации с последующей механической обработкой и алмазной полировкой поверхности — ИФВЭ [77]. Фотография одного из трех изготовленных блоков сцинтиллятора представлена на рис. 1.30.

Пластины закреплены на композитной мембране (G10) с медным напылением 35 мкм. Общая толщина мембраны составляет 3 мм. Счетчики сгруппированы в горизонтальные ряды. Для избежания возможных зон неэффективности смежные ряды сцинтилляционных счетчиков установлены по разные стороны от мембраны и имеют пересечение в 1 мм. На рис. 1.31 слева представлен схематический вид детектора в плоскости, перпендикулярной направлению пучка. Темно-синим и темно-желтым цветами отмечены сцинтилляционные счетчики, установленные на лицевой по пучку и на задней сторонах детектора. На рис. 1.31 справа представлен схематический вид сбоку на мембрану.

Сцинтилляционные пластины имеют толщину 30 мм. Основная часть счетчиков имеет поперечные размеры двух вариантов: $267.5 \times 108 \text{ мм}^2$ и $133.75 \times 108 \text{ мм}^2$ в центральной области. Крайние пластины, граничащие с пучковой вакуумной камерой либо с внешней стороной детектора, имеют специальную форму. Для центральных счетчиков форму задает вакуумная камера $\varnothing 140 \text{ мм}$, а для периферии — внутренний радиус станции LAV12 $R = 1070 \text{ мм}$. Пластины обернуты в комбинацию синтетической бумаги Tyvek



Рисунок 1.30: Один из трех блоков сцинтиллятора изготовленный в НИЦ «Курчатовский Институт» —ИФВЭ для годоскопа CHOD.

1082D и Mylar толщиной 70 мкм с двухсторонней алюминизацией для обеспечения плотного контакта между смежными пластинами одного ряда.

Каждая пластина просматривается через спектросмещающие волокна Y11(200) type S \varnothing 1 мм, расположенные в канавках шириной 1.2 мм и глубиной 1.5 мм. Для обеспечения оптического контакта между WLS — волокном и сцинтиллятором используется оптический клей ЕРО-ТЕК 301. Для улучшения временного разрешения канавки располагаются параллельно короткой грани в 108 мм. Чередующиеся волокна организуются в две группы (группа

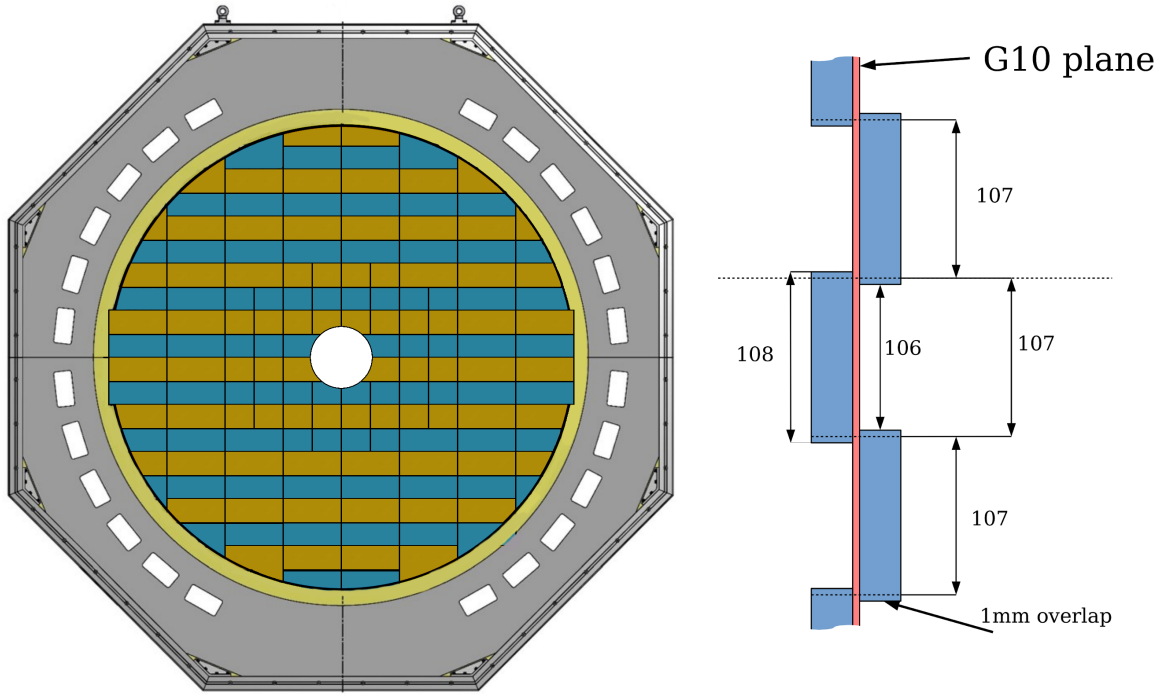


Рисунок 1.31: Схематический вид годоскопа заряженных частиц CHOD. Слева — в плоскости XY , перпендикулярной пучку. Справа — вид сбоку в плоскости YZ .

А и группа Б). Шаг между волокнами составляет 16.71 мм, а между волокнами из одной группы — 33.42 мм. На рис. 1.32 представлен схематический вид вычитывания пластины сцинтиллятора размером $267.5 \times 108 \text{ мм}^2$ двумя группами по восемь волокон.

Волокна с двух торцов обработаны алмазной фрезой. Для увеличения количества регистрируемого света с противоположной стороны от фотоприемника нанесен алюминиевый отражатель. В детекторе используются WLS — волокна четырех разных длин от 1350 мм до 2000 мм в зависимости от расположения вычитываемого счетчика.

На рис. 1.33 представлена фотография нижней половины детектора в чистой комнате после окончания процесса сборки детектора, а на рис. 1.34

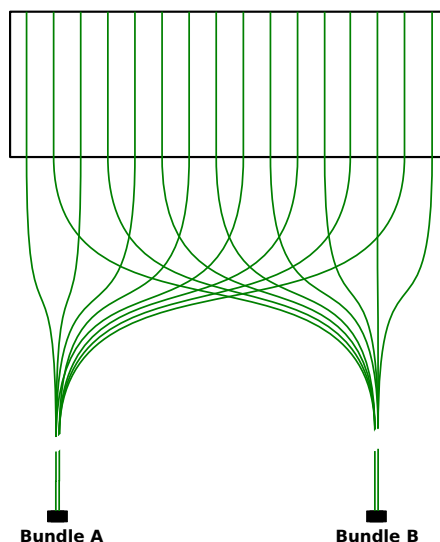


Рисунок 1.32: Схематический вид отдельного сцинтилляционного счетчика, просматриваемого двумя независимыми фотоприемниками.

фотография установки детектора в экспериментальном зале ECN3.

Каждая группа WLS-волокон оптически контактирует с кремниевыми фотоумножителями SensL MicroFC-30035. Для избежания возможных потерь света на краях кремниевого фотоумножителя, один фотодиод с чувствительной областью $3 \times 3 \text{ мм}^2$ вычитывает не более четырех WLS-волокон. Таким образом, пластина сцинтиллятора размером $133.75 \text{ мм} \times 108 \text{ мм}$ просматривается двумя кремниевыми фотоумножителями, работающими как два независимых канала электроники. Счетчик размером $267.5 \text{ мм} \times 108 \text{ мм}$ просматривается с помощью четырех кремниевых фотоумножителей, объединенных попарно логическим “ИЛИ” и регистрируемых двумя каналами электроники.

На рис. 1.35 представлены фотографии оправок, соединяющих WLS-волокна и фотоприемники, и фотография плат с кремниевыми фотоумножителями.

Четыре группы волокон соответствуют счетчику размером $267.5 \times 108 \text{ мм}^2$. Соответствующая плата содержит четыре кремниевых фотоприемника, объ-

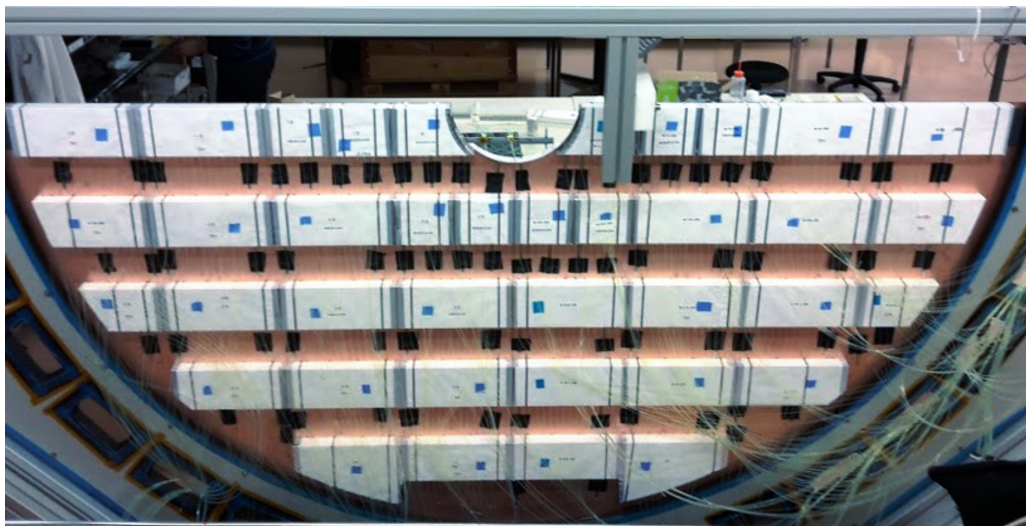


Рисунок 1.33: Фотография нижней половины годоскопа без светоизоляции.



Рисунок 1.34: Фотография процесса установки годоскопа CHOD в экспериментальном зале.

единенных по схеме “ИЛИ” в два канала электроники по два фотоумножителя каждый.

В светоизолированном объеме детектора оправки и фотоприемники с каждого отдельного сцинтилляционного счетчика соединяются с матерински-

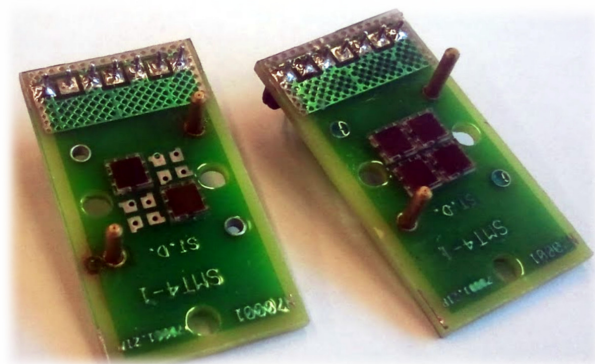
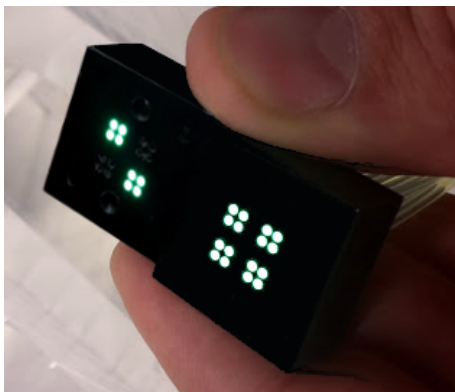


Рисунок 1.35: Фотография оправки (слева) и соответствующей платы с кремниевыми фотоумножителями (справа).

ми платами. С внешней стороны детектора к материнской плате подключается плата предусилителей, содержащая 16 каналов каждая. Таким образом, одна материнская плата соединяется не более чем с 8-ю сцинтилляционными счетчиками. Каждой материнской плате соответствуют счетчики с одинаковой длиной спектросмещающих волокон, а разброс времен, вызванный разной длиной волокон, компенсируется длиной коаксиального кабеля от предусилителя до дискриминатора. Схема предусилителя базируется на разработанном в ЦПТА (г. Москва) усилителе для кремниевых фотоумножителей и представлена на рис. 1.36 (справа). Для питания усилителей используется линия 7 В, а для питания кремниевых фотоумножителей 27 В, что соответствует +2,5 В от напряжения пробоя.

На рис. 1.36 (слева) представлена фотография одной из 20 установленных на детекторе плат предусилителей. Цветные (красные и белые) метки на кабелях обозначают соответствие первому и второму каналу с одного сцинтилляционного счетчика детектора.

Сигнал с предусилителя поступает на дискриминатор со следящим порогом (CFD), настроенный на длительность переднего фронта 8 нс. Сформированный в стандарте LVDS сигнал с дискриминатора регистрируется ВЦП TEL62. На рис. 1.37 представлена фотография стоек электроники. Вторая

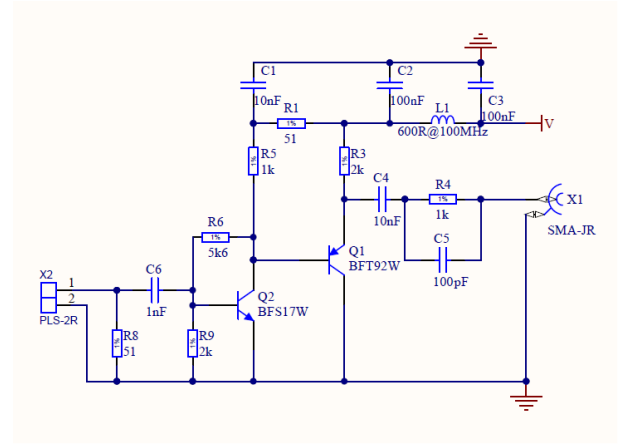
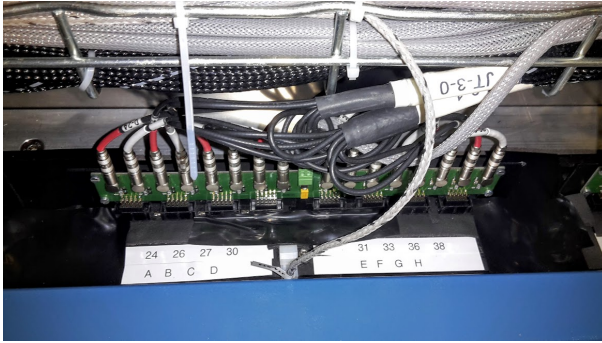


Рисунок 1.36: Фотография платы предусилителей (слева) и схема канала предусилителя (справа).

слева стойка с ВЦП TEL62 (сверху) и корзиной питания SY4527 годоскопа MUV3 (снизу). Третья слева стойка — электроника для годоскопа MUV0 (сверху), две корзины дискриминаторов со следящим порогом (в центре) и корзиной питания SY5527 (снизу).

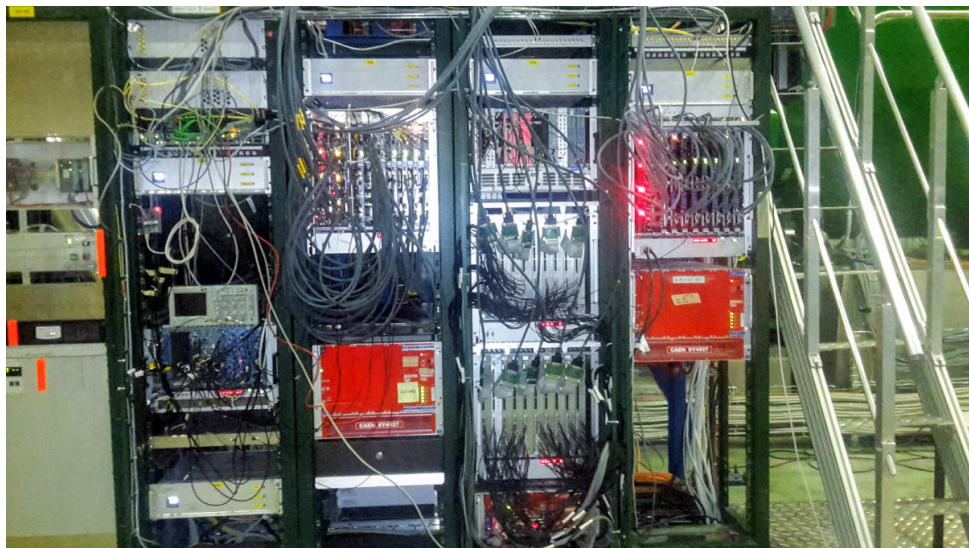


Рисунок 1.37: Фотография стоек электроники (см. текст)

Ячейки Спазимира

При изучении аксептанса годоскопа CHOD к сигнальным событиям с дополнительным ограничением на координату вершины распада, можно заметить, что для центральной области годоскопа характерен крайне низкий аксептанс при высокой загрузке (количеству регистрируемых частиц в одном сбросе ускорителя). Предложенная Спазимиром Балевым идея заключается в исключении из триггерной логики части счетчиков в центральной области. На рис. 1.38 представлены двумерные распределения расчетной загрузки отдельных счетчиков годоскопа, слева представлена общая загрузка в МГц, а справа — аксептанс в $\%$ для распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. Счетчики в отмеченной красной линией области в коллаборации называются ячейками Спазимира и их исключение из триггера позволяет уменьшить частоту триггера нулевого уровня на $\sim 15\%$ при потерях $\sim 6.7\%$ в аксептансе распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$.

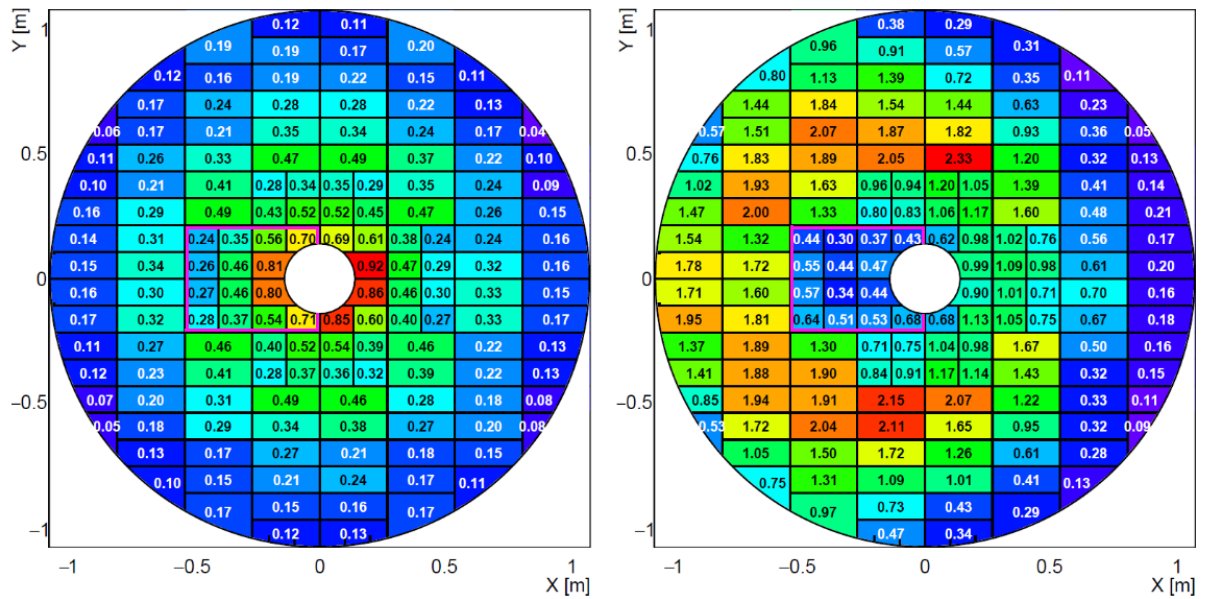


Рисунок 1.38: Слева - расчетная загрузка отдельных счетчиков годоскопа в МГц при номинальной интенсивности пучка. Справа — аксептанс в $\%$ к распаду $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. Фиолетовым цветом выделены “ячейки Спазимира”.

Использование в триггере

TEL62 — основной модуль системы сбора данных эксперимента NA62 позволяет использовать входные сформированные сигналы для выработки триггерных решений. Для годоскопа CHOD совпадение двух сигналов от одного счетчика в пределах ± 5 нс регистрируется в качестве срабатывания одной ячейки годоскопа. В модуле TEL62 вырабатываются следующие триггерные решения:

- Срабатывание хотя бы одной ячейки в заданном квадранте;
- Срабатывание хотя бы одной ячейки, исключая ячейки Спазимира;
- Срабатывание любого счетчика;
- Срабатывание не менее двух счетчиков;
- Срабатывание счетчиков по крайней мере в двух квадрантах [множественность];
- Срабатывание счетчиков по крайней мере в двух диаметрально-противоположных квадрантах [множественность];
- С ограничением по множественности сработавших ячеек;
- С ограничением по множественности сработавших ячеек без учета ячеек Спазимира;
- Общее число триггерных решений;

Вето-годоскоп ANTI-0

Частицы гало пучка (преимущественно мюоны), образующиеся в результате распадов в голове канала, поступают в распадный объем и, в случае совпадения по времени с входящим пучковым каоном, могут быть ложно идентифицированы как образованные в результате распада каона. Вето-годоскоп ANTI-0 (рис. 1.39) предназначен для герметизации установки от заряженных частиц гало пучка и установлен на входе в распадную базу (см. рис. 1.2). Основным требованием к детектору является временное разрешение $\sigma \ll 1$ нс. Детектор позволяет также в перспективе проводить исследования по поиску легких слабовзаимодействующих частиц [78]. Этапы разработки и элементы конструкции детектора описаны в [59].

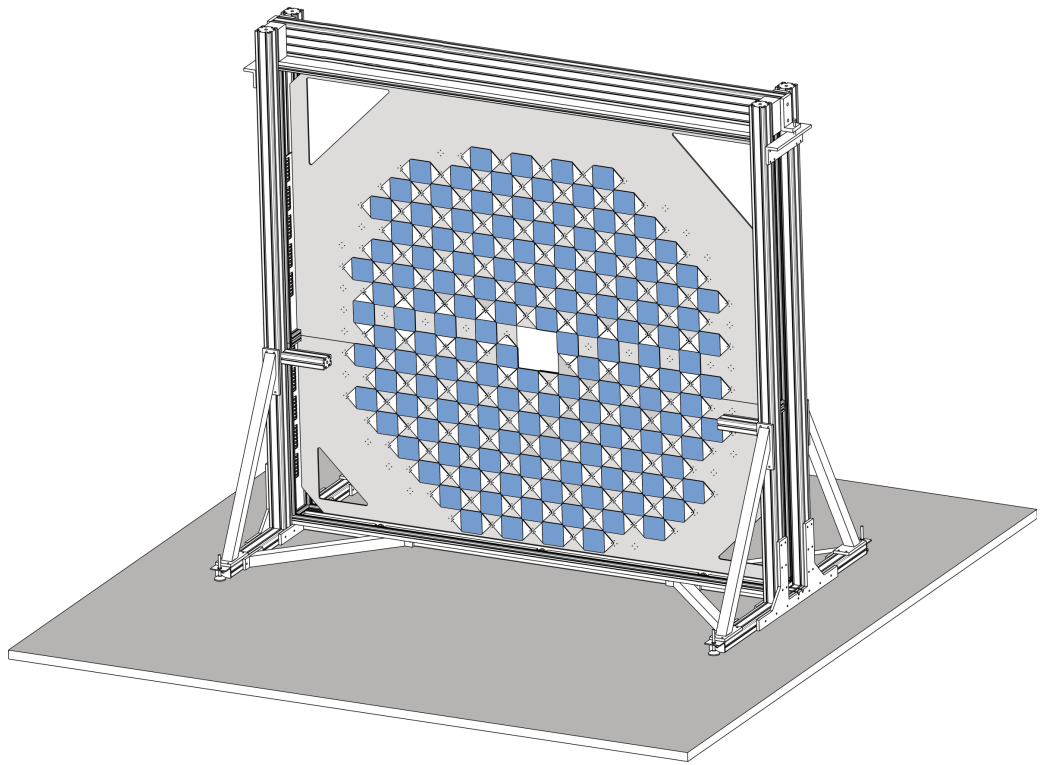


Рисунок 1.39: Схематический вид детектора ANTI-0. Синим цветом отмечены сцинтилляционные пластины, белым — трапецевидные световоды.

Для удовлетворения требованиям эксперимента детектор ANTI-0 представляет собой падовый годоскоп, состоящий из 280 отдельных счетчиков. Чувствительная область детектора представляет собой восьмиугольник с апофемой $r = 1080$ мм. В центральной части детектора предусмотрено отверстие 200×200 мм² для пучковой вакуумной камеры.

Схематический вид отдельного счетчика представлен на рис. 1.40 (слева). Кремниевые фотоумножители помещаются в полости 2.2×10 мм². Для обеспечения оптического контакта между фотоумножителями и световодом используется оптическая смазка, а сами фотодиоды поджимаются пластиковыми винтами М3.

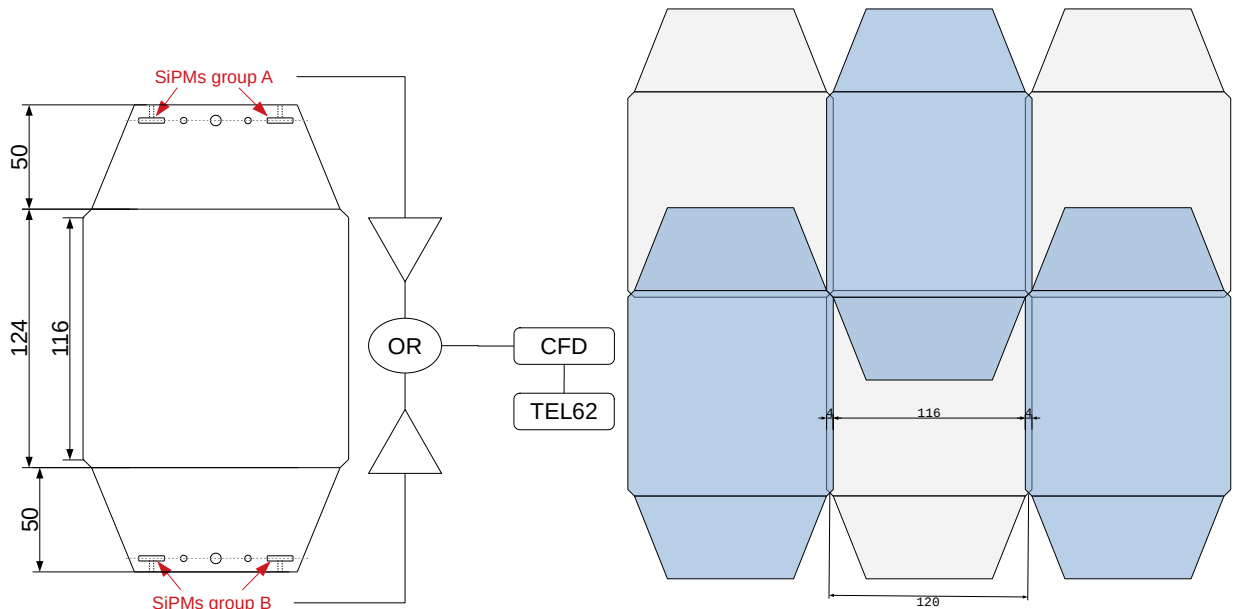


Рисунок 1.40: Схематический вид счетчиков годоскопа ANTI-0. Слева — пластина сцинтиллятора и два 50 мм световода; справа — схематическое изображение расположения счетчиков на центральной пластине.

Отдельный счетчик годоскопа представляет собой пластину сцинтиллятора (ПСМ-115 с добавками 2% РТР и 0.05% РОРОР), произведенного в НИЦ «Курчатовский Институт» — ИФВЭ методом литья под давлением [79]. Сцинтилляционные пластины размером $124 \times 124 \times 10$ мм³ просматриваются

четырьмя кремниевыми фотоумножителями S14160-6050HS с размером чувствительной области $6 \times 6 \text{ мм}^2$ с двух противоположных граней $124 \times 10 \text{ мм}^2$. SiPM сгруппированы попарно, каждая пара соединяется последовательно по переменному току и параллельно по постоянному. Выходные сигналы с двух групп после усиления соединяются в логическое "ИЛИ". Таким образом, каждая пластина вычитывается как один канал электроники. Для обеспечения равномерности временных и амплитудных характеристик детектора от координаты проходящей заряженной частицы, фотодетекторы просматривают сцинтилляционную пластину через световод длиной 40 мм (более детально описано в §2.7).

Счетчики годоскопа закреплены в шахматном порядке на обеих сторонах алюминиевого листа толщиной 5 мм (рис. 1.40 справа). Расстояние между центрами счетчиков составляет 120 мм, что обеспечивает область пересечения в 4 мм с четырьмя соседними счетчиками.

Выходные сигналы с счетчиков дискриминируются (формирователь постоянной части сигнала) и регистрируются ВЦП TEL62 [80].

С помощью программы моделирования мюонного гало [81], [82] проведена оценка загрузки годоскопа. Для оценки ожидаемой загрузки используется четыре распада:

$$K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu_{\mu} \quad \pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu_{\mu} \quad (1.3)$$

На рис. 1.41 представлена ожидаемая загрузка отдельных счетчиков годоскопа в кГц при работе с пучком номинальной интенсивности.

Поперечный размер отдельного счетчика выбран, исходя из ограничения максимальной загрузки на уровне 1 МГц, и составляет $120 \times 120 \text{ мм}^2$. На рис. 1.42 представлены фотографии детектора в чистой комнате (ЦЕРН) после установки всех счетчиков.

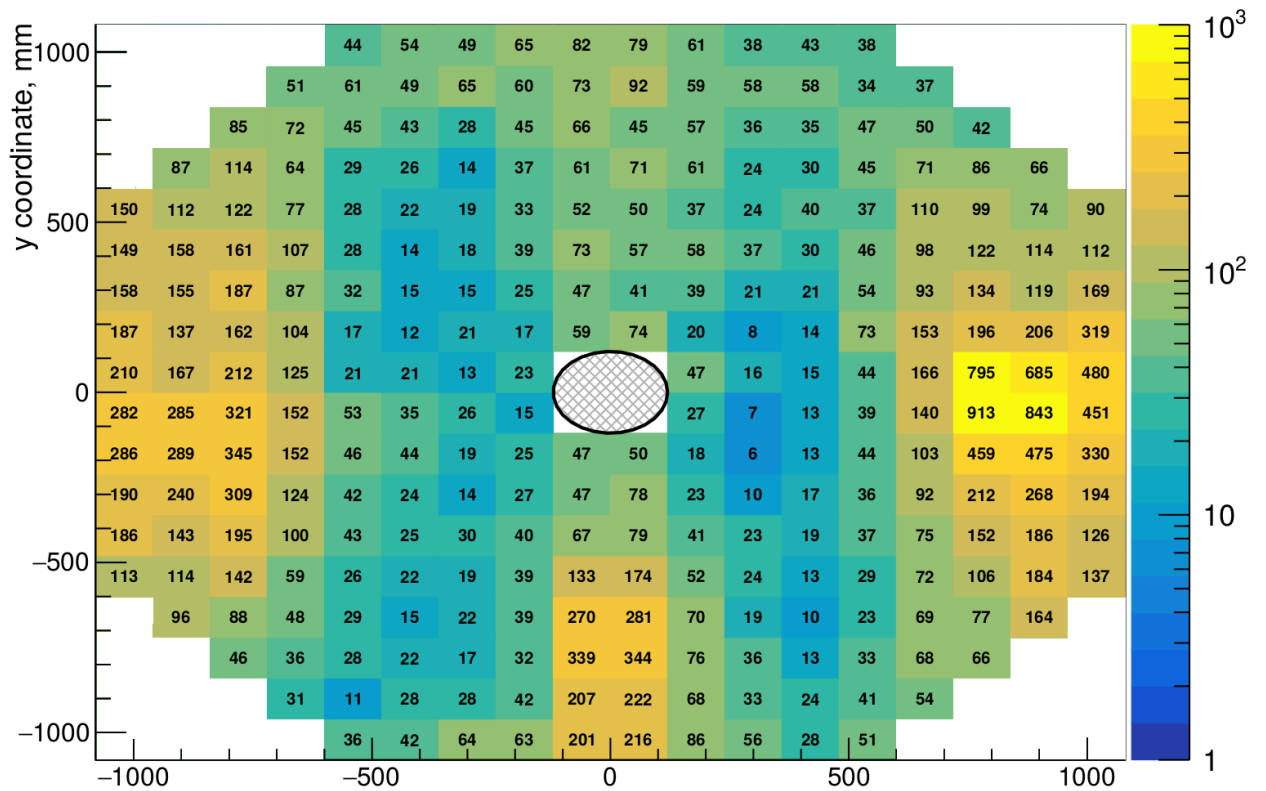


Рисунок 1.41: Ожидаемая загрузка (в кГц) отдельных счетчиков при номинальной интенсивности пучка.



Рисунок 1.42: Верхняя часть детектора в чистой комнате после установки всех счетчиков и подключения сигнальных кабелей и шлейфов питания.

Глава 2

Исследования характеристик сцинтилляционных счетчиков для годоскопов CHOD и ANTI-0

В Главе описываются исследования, проведенные в период с января 2013 г. по декабрь 2020 г. За это время произошло существенное развитие экспериментальных стендов, применяемых методов обработки и анализа данных. Представленные результаты описаны в работах [54], [57] и [59].

Эксперименты на коллайдерах отличаются фиксированным временным интервалом между событиями, который определяется режимом работы ускорительного комплекса и зависит от интервала между банчами (сгустками) частиц. Так, на Большом Адронном Коллайдере (БАК) период соударений составляет 40 нс. Эксперименты с фиксированной мишенью работают на выводимом из ускорителя пучке частиц, которые можно характеризовать длительностью и интенсивностью вывода. А временной интервал между соседними частицами из одного цикла может быть определен лишь как среднее значение. Пучок частиц выводится из ускорителя после процесса дебанчировки и представляет собой относительно равномерную по длительности вывода структуру, в которой, тем не менее, интенсивность достаточно сильно варьируется.

Проектная интенсивность эксперимента NA62 составляет 750 МГц, что соответствует среднему интервалу между частицам ~ 1.34 нс. Процентное содержание каонов во вторичном пучке составляет 6%. Работа со столь высокой интенсивностью требует хорошей временной привязки детекторов установки, поэтому основным параметром при исследовании и проектировании детекто-

ров является временное разрешение.

Основная задача годоскопов заряженных частиц — выработка сигнала на проходящие заряженные частицы с временным разрешением $\sigma < 1$ нс, регистрация множественности заряженных частиц в событии и возможность получения оценки координат проходящих частиц на уровне триггера. Эта информация необходима на нулевом уровне триггера для выработки решения о записи или игнорировании того или иного события, а также для частичной реконструкции события на следующих уровнях триггерной логики в случае положительного решения на нулевом уровне.

Традиционно, годоскопы заряженных частиц проектировались в виде набора сцинтилляционных пластин или брусков с поперечным размером от 5 до 150 мм и длиной до нескольких метров [83]. Такая конструкция во многом обусловлена использованием вакуумных фотоумножителей в качестве фотоприемников. Счетчики группируются в вертикальные (X —плоскость) и горизонтальные (Y —плоскость) ряды, обеспечивая регистрацию двух координат проходящих заряженных частиц. Подобная конструкция применялась, например, в эксперименте КМН (Протвино, У-70) [84], где расчетная полная загрузка детектора составляла 1 МГц. Вычитывание сигнала осуществлялось двумя фотоумножителями, просматривающими сцинтиллятор с противоположных торцов через световод. Временное разрешение таких годоскопов может достигать 100 пс [85], во многом благодаря использованию среднего времени регистрации сигнала с двух фотоумножителей. Однако подобная конструкция обладает и рядом недостатков. Так, например, регистрация многотрековых событий (события, содержащие более одной заряженной частицы в конечном состоянии) приводит к появлению ложно идентифицированных пар вертикальных и горизонтальных ячеек, называемых “призраками” (ghost).

Для устранения проблемы с “призраками” можно использовать дополнительные плоскости U и V, расположенные под углом (обычно $\pm 45^\circ$) к уже

установленным плоскостям X и Y . Альтернативный вариант был применен в эксперименте NA48 [67]: длина сцинтиллятора сокращается вдвое, тем самым разделяя чувствительную область детектора на четыре независимых квадранта. Ценой возможности регистрации света со второго торца сцинтиллятора увеличивается максимальная возможная загрузка детектора.

Номинальная интенсивность адронного пучка в эксперименте NA62 составляет 750 МГц при 6% содержании каонов. С учётом 10% распадающихся в распадном объеме частиц, расчетная загрузка детектора составляет 10 МГц, что на порядок выше типичных загрузок для экспериментов с фиксированной мишенью.

В условиях высоких загрузок стабильная и эффективная работа детектора возможна только при использовании падовой (ячеистой) структуры детектора. Размер счетчика определяется максимальной ожидаемой загрузкой. Типичное значение составляет 1 МГц.

§2.1. Дискриминаторы сигналов

Для прецизионного исследования временных характеристик на субнано-секундном уровне необходимо минимизировать вклад во временное разрешение от вычитывающей электроники. Значительный вклад при этом вносят дискриминаторы сигналов.

Дрожание, пробегка и дрейф

Классический пороговый дискриминатор представляет собой компаратор, сравнивающий амплитуду входного сигнала и величину установленного порога. Выходной логический сигнал прямоугольной формы вырабатывается при превышении амплитуды входного сигнала заданного значения порога. Есть три основные составляющие, влияющие на точность определения време-

ни прихода сигнала: дрожание (jitter), пробежка (walk) и дрейф (drift).

Для иллюстрации возьмем треугольный отрицательный импульс входного сигнала и некоторое фиксированное значение порога дискриминатора, и добавим некоторую шумовую подложку (noise) в виде дрожания нулевого уровня, что наглядно представлено на рис. 2.1(слева). Время срабатывания дискриминатора при этом будет иметь нестабильность, вызванную шумовой подложкой нулевого уровня, называемой джиттером (“jitter”) или дрожью.

Второй важной составляющей, влияющей на временное разрешение детектора, является walk-эффект [86] или пробежка. Для иллюстрации возьмем два входных сигнала треугольной формы, с одинаковым временем нарастания переднего фронта, но разной амплитудой. Время срабатывания дискриминатора зависит от амплитуды входного сигнала — сигналы с меньшей амплитудой будут зарегистрированы позже (рис. 2.1 справа). Это явление называется walk-эффектом, а временной интервал между срабатыванием называется пробежкой (walk).

Дрейфом (Drift) называется изменение характеристик дискриминаторов со временем, в основном связанные со старением материалов либо температурными зависимостями.

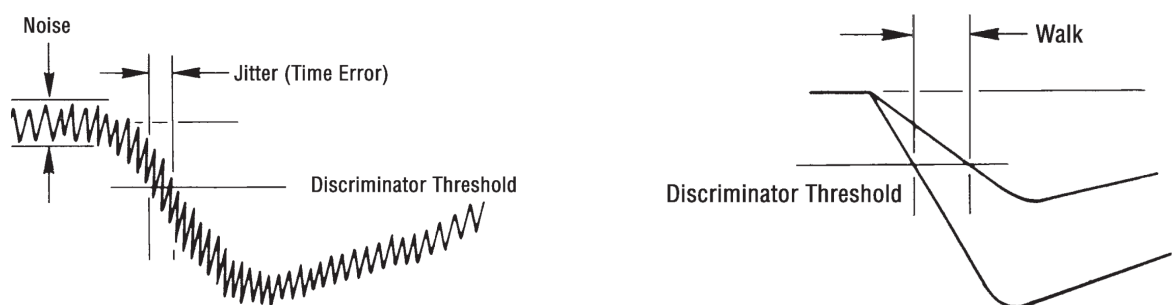


Рисунок 2.1: Влияние дрожания (Jitter) и пробежки (walk) на регистрацию времени прихода входного импульса.

В то время как эффекты дрейфа и джиттера стабилизируются внешними для электроники условиями, минимизация walk-эффекта требует более

творческого подхода. Наиболее точным способом является регистрация формы сигналов с помощью специальной электроники, позволяющей записывать их форму [87]. Ввиду высокой стоимости каждого канала такое решение не всегда доступно.

Один из распространенных способов для компенсации walk-эффекта — использование дискриминаторов со следящим порогом зависящем от амплитуды сигнала, в частности, с привязкой к постоянной части сигнала.

На рис. 2.2 представлена характерная зависимость времени срабатывания от амплитуды входного сигнала для порогового дискриминатора (слева) и при компенсации walk — эффекта используя дискриминатор постоянной части сигнала, срабатывающий на уровне 50% от амплитуды.

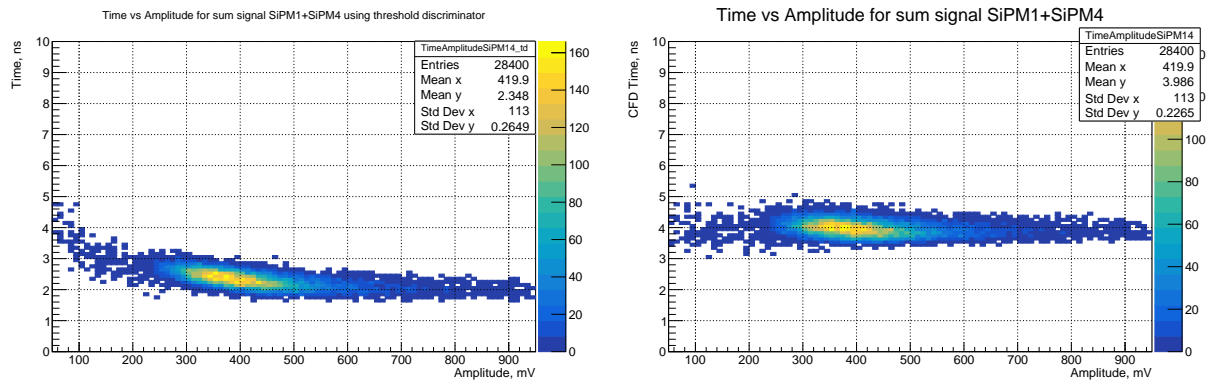


Рисунок 2.2: Характерная зависимость времени срабатывания от амплитуды входного сигнала для порогового дискриминатора (слева) и формирователя постоянной части сигнала (справа).

Дискриминаторы постоянной части сигнала

Один из возможных способов нивелирования walk-эффекта — привязать вырабатываемую временную метку при превышении порога, равного фиксированной доли амплитуды сигнала. Один из способов реализации представлен на рис. 2.3. Входной отрицательный импульс, отмеченный черным цветом, по-

ступает на активный разветвитель. Первый выходной сигнал из разветвителя проходит через линию задержки (рис. 2.3 сверху), в то время как второй проходит через инвертор и аттенюатор (рис. 2.3 снизу). Затем оба сигнала суммируются, а момент пересечения нулевого уровня суммарным сигналом задает временную метку срабатывания дискриминатора, не зависящую от амплитуды.

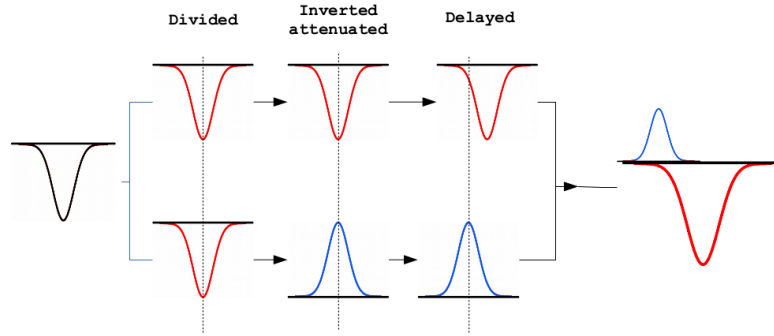


Рисунок 2.3: Используемая принципиальная схема работы дискриминатора постоянной части сигнала.

Если $u(t)$ — входной импульс, то условие пересечения нулевого уровня суммарным сигналом в схеме дискриминатора можно представить:

$$u(t_0 - t_{Delay}) = -f \cdot u(t_0) \quad (2.1)$$

где t_0 — время пересечения нулевого уровня, t_{Delay} — длительность задержки, а f — коэффициент аттенюации сигнала (типичное значение $f = 0.15 \div 0.25$).

Используя линейную аппроксимацию для описания переднего фронта сигнала легко показать, что момент пересечения нулевого уровня

$$t_0 = \frac{t_{Delay}}{1 - f} \quad (2.2)$$

Доля сигнала F , выбранная для определения временной метки (типичные значения $F = 0.1 \div 0.2$), записывается следующим образом:

$$F = \frac{u(t_0 - t_{Delay})}{u(t_{rise})} \quad (2.3)$$

Откуда получается выражение для необходимой длительности задержки:

$$t_{delay} = F \cdot t_{rise} \cdot \frac{1 - f}{f} \quad (2.4)$$

где t_{rise} — длительность переднего фронта сигнала.

Таким образом, временная метка, вырабатываемая дискриминатором со следящим порогом (постоянной части сигнала), не зависит от амплитуды сигнала, а определяется исключительно длительностью задержки, коэффициентом аттенюации и выбранной долей амплитуды.

При регистрации сигналов с годоскопов MUV3, CHOD и ANTI-0 используются дискриминаторы с настройкой на 20% амплитуды. Длительность задержки составляет 2 нс для MUV3 и 8 нс для CHOD и ANTI-0.

Исследования характеристик дискриминаторов

Для исследования характеристик дискриминаторов был подготовлен лабораторный стенд, схема которого представлена на рис. 2.4.

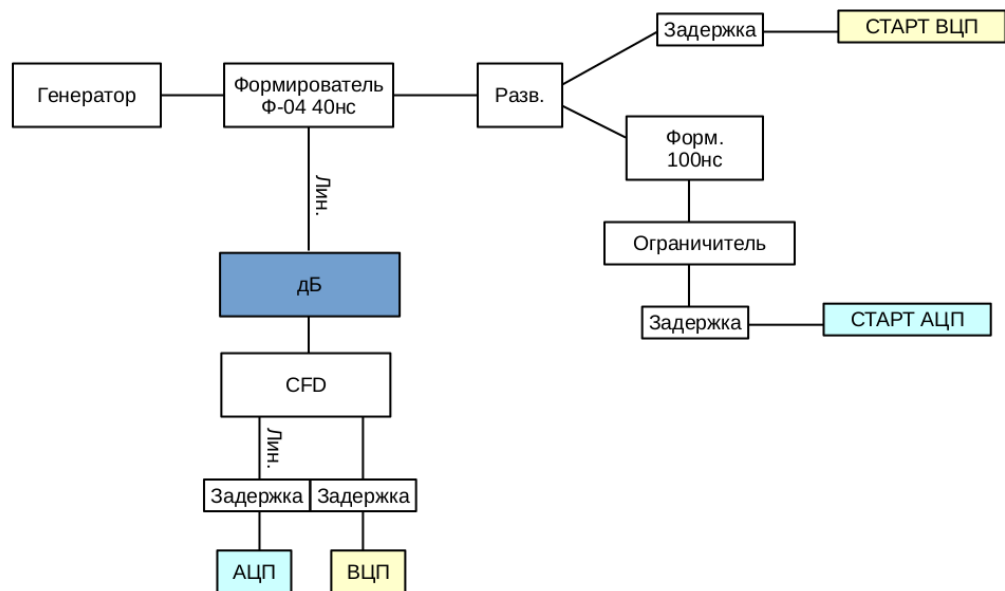


Рисунок 2.4: Схематический вид стенда для исследования характеристик формирователей постоянной части сигнала

Треугольный сигнал генератора Tektronix AFG 310 [88] фиксированной амплитуды поступает на пороговый дискриминатор Ф-04 [89]. Генератор позволяет варьировать длительность переднего фронта сигнала от 5 нс.

Сформированный сигнал с дискриминатора Ф-04 используется в качестве сигнала СТАРТ для время-цифрового преобразователя (ВЦП) LeCroy 2223A и сигнала ворот для амплитудно-цифрового преобразователя (АЦП) LeCroy 2249A. Сигнал с линейного выхода дискриминатора Ф-04 через аттенуатор (дБ) поступает на вход исследуемого дискриминатора. Сформированный сигнал от исследуемого дискриминатора служит сигналом СТОП для ВЦП, а линейный выход (если предусмотрен моделью) регистрируется в АЦП. Амплитуда входного сигнала для исследуемого модуля определяется степенью аттенуации.

Проведены исследования двух дискриминаторов со следящим порогом: производства CAEN (N253) [90] и модуль собственной разработки ОЭФ ИФВЭ, а также приведены их сравнения со стандартным пороговым дискриминатором Ф-04.

На рис. 2.5 приведены сравнительные зависимости времени срабатывания исследуемого дискриминатора и порогового дискриминатора Ф-04 в зависимости от входной амплитуды. Также проведены измерения зависимости времени срабатывания дискриминатора от амплитуды входного сигнала при разных значениях длительности переднего фронта входных сигналов. Результаты измерений представлены на рис. 2.6.

Разброс времени выработки выходного сигнала с порогового дискриминатора достигает 100 каналов ВЦП или 4.5 нс, при переднем фронте сигнала 7 нс. Использование дискриминатора постоянной части сигнала позволяет уменьшить этот разброс до 15-20 каналов ВЦП или 600-900 пс. Стоит отметить, что длительность задержки в дискриминаторах фиксирована. При этом модуль разработанный в ОЭФ ИФВЭ преднастроен на работу с импуль-

сами, передний фронт которых составляет $1 \div 1.5$ нс (задержка 0.7 нс), в то время как модуль CAEN N253 имеет настройку задержки 6 нс, т.е. изначально рассчитан на работу с импульсами, передний фронт которых составляет $7 \div 10$ нс.

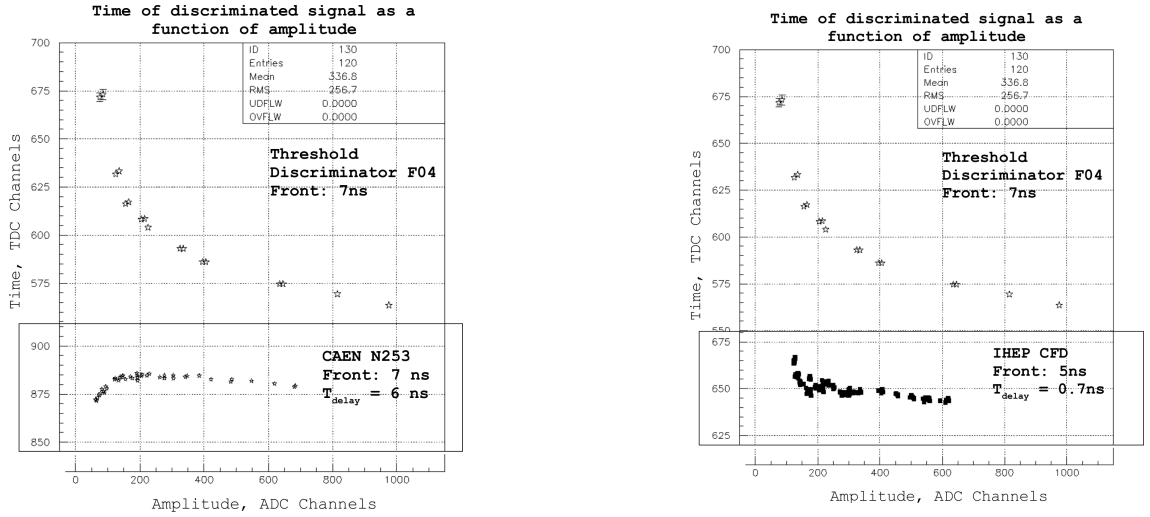


Рисунок 2.5: Сравнение зависимости времени срабатывания дискриминатора от амплитуды входного сигнала для порогового дискриминатора Ф-04 с CAEN N253 (слева) и модуль разработки ОЭФ ИФВЭ (справа). Амплитуда и время измеряется в каналах АЦП и ВЦП. 1 канал ВЦП = 45 пс.

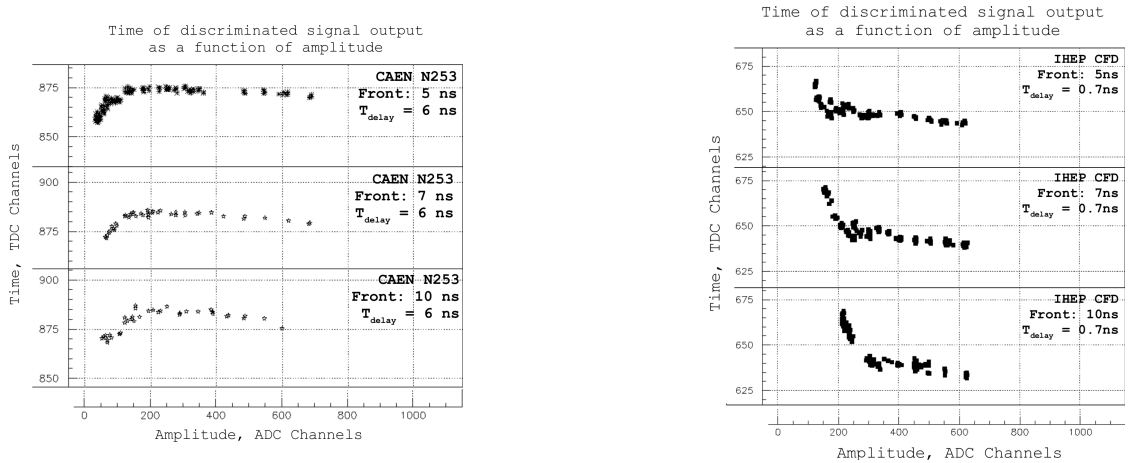


Рисунок 2.6: Зависимости времени срабатывания от амплитуды входного сигнала дискриминатора CAEN N253 (слева) и ОЭФ ИФВЭ (справа) при разных длительностях переднего фронта.

§2.2. Исследования характеристик счетчиков на космических лучах

На первом этапе исследования временных характеристик набора прототипов сцинтилляционных счетчиков проводились на космических лучах [54]. Исследовались варианты прямого светосбора с грани и с угла сцинтиллятора, а также светосбор с помощью спектросмещающих волокон. Рассматривались варианты использования в качестве фотоприемника как кремниевых фотоумножителей SiPM: CPTA 140-40 и SensL MicroFB-60035, а также фотоумножителей R7400U [91] и R7899-20 [92]. Последний обладает повышенной квантовой эффективностью в зеленой области спектра и используется только в качестве эталонного, т.к. габариты таких ФЭУ не позволяют компактно расположить их в апертуре детектора.

Для проведения исследований используется классическая схема экспериментального стенда с двумя противоположно-ориентированными сцинтилляционными счетчиками и расположенным между ними исследуемым прототипом (рис. 2.7). Относительное расположение запускающих счетчиков в горизонтальной плоскости определяется геометрическими размерами исследуемого прототипа.

Вычитывающая электроника

Экспериментальный стенд для работы с космическими лучами основан на двух корзинах: NIM (дискриминаторы) и САМАС (модули вычитывания, АЦП и ВЦП). Для компенсации walk-эффекта сигналы всех детекторов, включая запускающие, формировались с использованием дискриминатора постоянной части сигнала CAEN N253. Схематическое представление системы вычитывания детекторов представлено на рис. 2.8.

Сигналы с триггерных счетчиков S_1 и S_2 , чувствительная область ко-

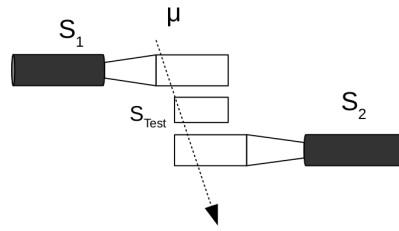


Рисунок 2.7: Схема расположения счетчиков при измерениях на космических лучах:

S_1 , S_2 - триггерные сцинтилляционные счетчики с чувствительной областью $115 \times 115 \text{ мм}^2$

S_{Test} - исследуемый прототип

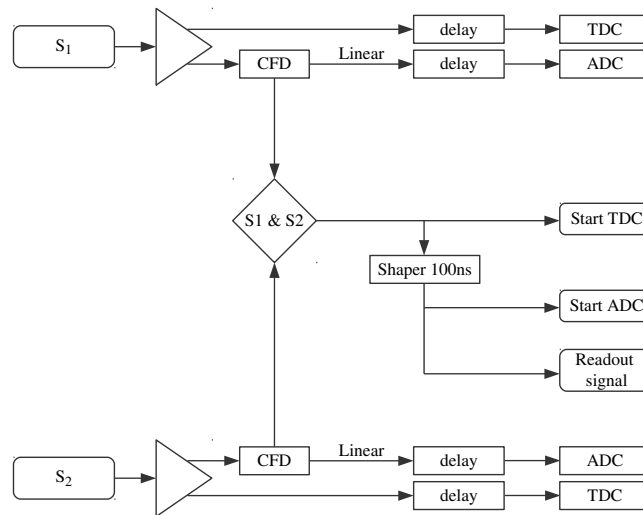


Рисунок 2.8: Схематическое изображение схемы вычитывания триггерных счетчиков

торых составляет $115 \times 115 \times 15 \text{ мм}^3$, поступают на дискриминатор постоянной части сигнала, настроенный на срабатывание на уровне 20% амплитуды. Сформированные сигналы запускающих счетчиков, длительностью 20 нс, поступают на блок логики, а совпадение сигналов поступает на разветвитель. Один из выходов с разветвителя запускает время-цифровой преобразователь (ВЦП), второй сигнал с разветвителя переформируется на длительность 100 нс и используется в качестве сигнала ворот (gate) для амплитудно-

цифрового преобразователя (АЦП), и служит сигналом к началу вычитывания события. Счетчик S_1 используется в качестве времязадающего, для этого сформированный сигнал с счетчика S_1 задерживается на 10 нс относительно сформированного сигнала со счетчика S_2 . Линейные выходы с дискриминатора используются для регистрации в АЦП, а выходы сформированных сигналов поступают в ВЦП.

Собственное временное разрешение запускающих счетчиков можно оценить по спектру временных интервалов между регистрацией сигналов счетчика S_1 , используемого в качестве сигнала СТАРТ, и сигнала СТОП от счетчика S_2 . Полученный спектр (см. рис. 2.9) описывается Гауссианом с дисперсией $\sigma_{tr} = 490 \pm 5$ пс. В предположении тождественности характеристик счетчиков S_1 и S_2 , собственное временное разрешение каждого из них составляет $\sigma = 490/\sqrt{2} \approx 350$ пс.

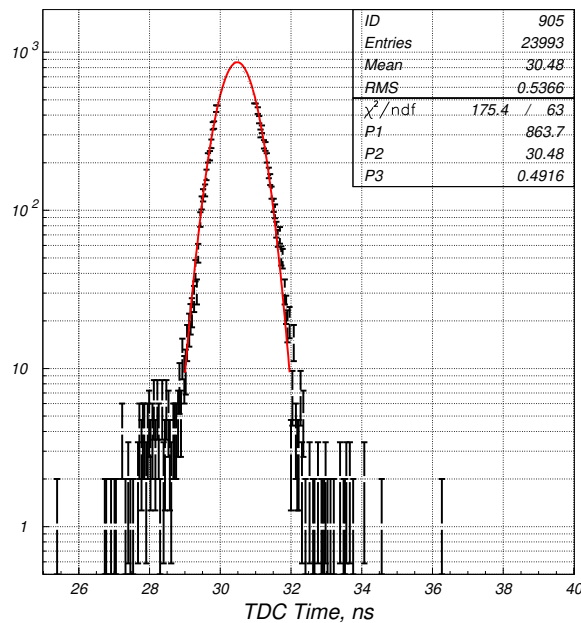


Рисунок 2.9: Временное разрешение системы триггерных счетчиков. Спектр временных интервалов между сигналами СТАРТ и СТОП, где сигналом СТАРТ служит запускающий счетчик S_1 , а в качестве сигнала СТОП используется второй триггерный счетчик S_2 .

Исследуемые прототипы

В ходе работы исследовались прототипы с размером сцинтилляционных пластин: $90 \times 90 \text{ мм}^2$, $100 \times 100 \text{ мм}^2$, $150 \times 150 \text{ мм}^2$, $180 \times 100 \text{ мм}^2$ и $270 \times 100 \text{ мм}^2$. Толщина пластин для всех прототипов составляет 20 мм.

Сцинтилляционные счетчики с квадратным сечением ($90 \times 90 \text{ мм}^2$, $100 \times 100 \text{ мм}^2$ и $150 \times 150 \text{ мм}^2$) исследовались на возможность вычитывания сигнала как через спектросмещающие оптические волокна (WLS — волокна, wavelength shifter), так и с вариантом прямого светосбора, что позволяет регистрировать большее число фотоэлектронов, и как следствие получать лучшее временное разрешение. Использование счетчиков с большим поперечным размером ($180 \times 100 \text{ мм}^2$ и $270 \times 100 \text{ мм}^2$) позволяет в значительной мере сократить общее число каналов годоскопа, что может быть реализовано в областях небольшой загрузки — на периферии детектора. Считывание сигнала осуществляется WLS — волокнами, расположенными вдоль короткой стороны (100 мм). Зависимость среднего времени появления сигнала от положения вдоль волокна вносит существенный вклад во временное разрешение детектора, поэтому минимизация длины волокна внутри счетчика необходима для сохранения приемлемого временного разрешения. Ниже представлено изображение исследуемых вариантов светосбора с помощью: WLS-волокон (рис. 2.10 а), прямого светосбора с угла (рис. 2.10 б) и с грани (рис. 2.10 в) сцинтиллятора.

Исследуемые в ходе работы образцы были изготовлены из сцинтиллятора ВС-408 [93], EJ-200 [94] и СЦ-301 [77], производимого в НИЦ «Курчатовский Институт» — ИФВЭ методом блочной полимеризации [95].

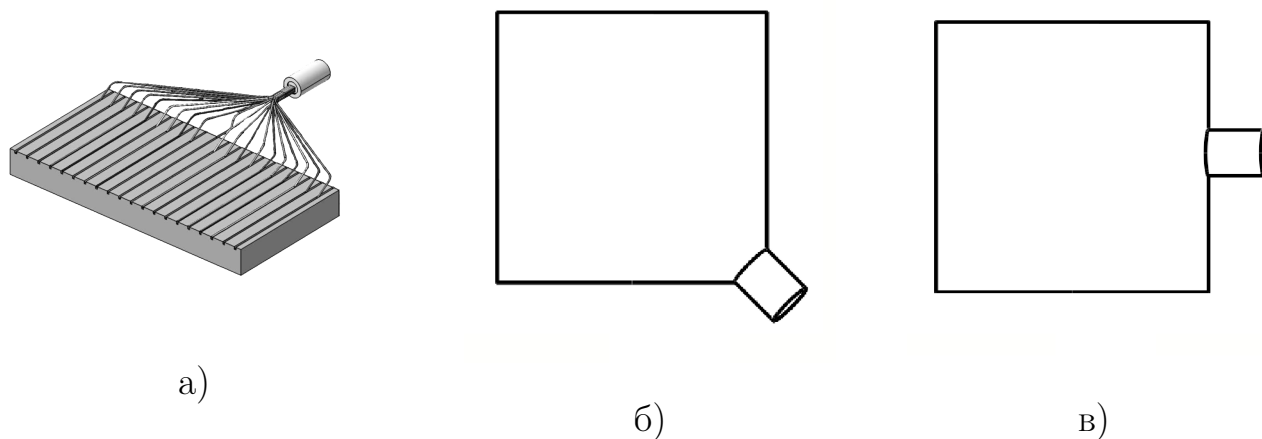


Рисунок 2.10: Исследуемые варианты светосбора: а) с помощью WLS-волокон; б) с угла сцинтиллятора; в) с грани сцинтиллятора

Светосбор при помощи WLS-волокон

Характерное время высвечивания используемых сцинтилляторов составляет ~ 2 нс. При вычитывании сигнала через WLS-волокна, во временное разрешение счетчика входит также время высвечивания WLS-волокна, которое может составлять от 2.7 нс для BCF-92 [96] до 12 нс для BCF-91A [97]. Поэтому при исследовании варианта со считыванием через WLS — волокна использовалось самое быстрое WLS — волокно BCF-92 диаметром 1 мм. Спектральные характеристики приведены на рис. 2.11.

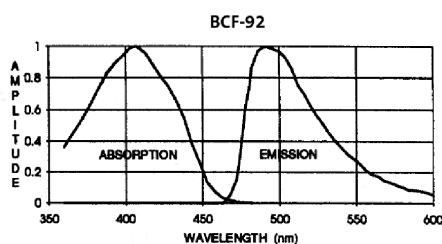
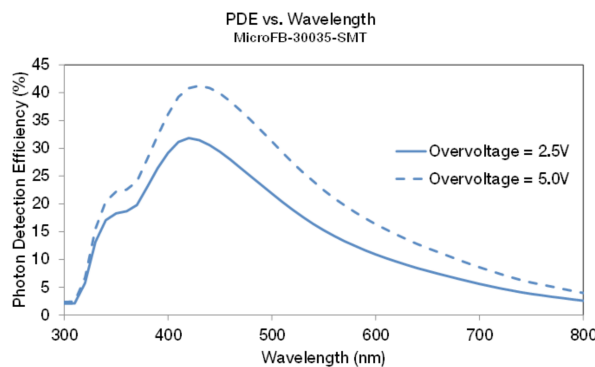


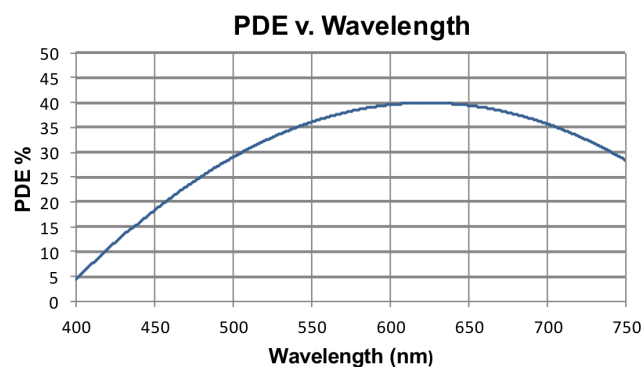
Рисунок 2.11: Спектры поглощения и испускания WLS-волокна BCF-92

В качестве фотоприемника использовался фотоумножитель R7899-20, а также кремниевые фотоумножители СРТА 140-40 [98] и MicroFB-30035 [99] с чувствительной областью 3×3 мм². Размер чувствительной области огра-

ничивает максимальное число просматриваемых WLS — волокон девятью. В обоих случаях использовались усилители производства ЦПТА (г. Москва). Эффективность регистрации фотонов (PDE, Photon Detection Efficiency) для обоих типов кремниевых фотоумножителей представлена на рис. 2.12(а,б).



а) SensL B-Series



б) СРТА 140-40

Рисунок 2.12: Эффективность регистрации фотонов кремниевых фотоумножителей

В качестве эталонного фотоприемника в отдельном измерении был использован фотоумножитель Hamamatsu R7899-20, обладающий расширенным рабочим диапазоном (185-650 нм) и квантовой эффективностью 15% при 520 нм. Габариты такого ФЭУ не позволяют разместить его в апертуре детектора, но можно рассмотреть вариант вывода света прозрачным волокном за пределы чувствительной области годоскопа.

Прямой светосбор с грани и угла сцинтиллятора

Альтернативным вариантом является прямой светосбор с грани либо угла сцинтиллятора. Большое число регистрируемых фотоэлектронов, а также отсутствие вклада от времени высвечивания WLS — волокна, позволяют ожидать лучшее временное разрешение. В качестве фотоприемника использовался фотоумножитель Hamamatsu R7400U с диаметром входного окна 8 мм,

а также кремниевые фотоумножители MicroFB-60035 [99] с чувствительной областью $6 \times 6 \text{ мм}^2$. В табл. 2.1 представлены исследованные сцинтилляционные счетчики в зависимости от геометрического размера пластины и метода вычитывания сигнала.

Таблица 2.1: Исследованные прототипы счетчиков на космических лучах

Размер	Сцинтиллятор	Волокна	С Грани	С Угла
$90 \times 90 \text{ мм}^2$	СЦ-301 (ИФВЭ)		✓	
$100 \times 100 \text{ мм}^2$	EJ-200	✓	✓	✓
$150 \times 150 \text{ мм}^2$	СЦ-301 (ИФВЭ)	✓	✓	✓
$150 \times 150 \text{ мм}^2$	BC-408	✓	✓	✓
$180 \times 100 \text{ мм}^2$	BC-408	✓		
$270 \times 100 \text{ мм}^2$	EJ-200	✓		

Вычисление собственного временного разрешения

Для измерения собственного временного разрешения исследуемого счетчика S_X необходимо использовать как минимум два запускающих счетчика (S_1, S_2). Временное разрешение системы триггерных счетчиков, т.е. спектр временных интервалов между сигналами СТАРТ от счетчика S_1 и сигнала СТОП от счетчика S_2 описывается Гауссианом с дисперсией σ_{tr} ,

$$\sigma_{tr}^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 \quad (2.5)$$

где σ_1, σ_2 — собственные временные разрешения счетчиков S_1 и S_2 соответственно.

Записав аналогичным образом уравнения для всех трех возможных комбинаций, можно представить собственное временное разрешение исследуемого счетчика σ_X через дисперсию измеряемых временных интервалов σ_{1X}, σ_{2X}

и собственное временное разрешение запускающих счетчиков σ_{tr} .

$$\sigma_X = \sqrt{\frac{(\sigma_{1X}^2 + \sigma_{2X}^2 - \sigma_{tr}^2)}{2}} \quad (2.6)$$

Амплитуда сигнала в числе фотоэлектронов

Для вычисления амплитуды сигнала в числе фотоэлектронов проводилась калибровка АЦП с помощью светодиода и набора нейтральных оптических светофильтров разной плотности. На рис. 2.13 представлены примеры амплитудных спектров фотоумножителя R7400U (слева) и кремниевого фотоумножителя MicroFB-30035 (справа), полученные с использованием светодиода.

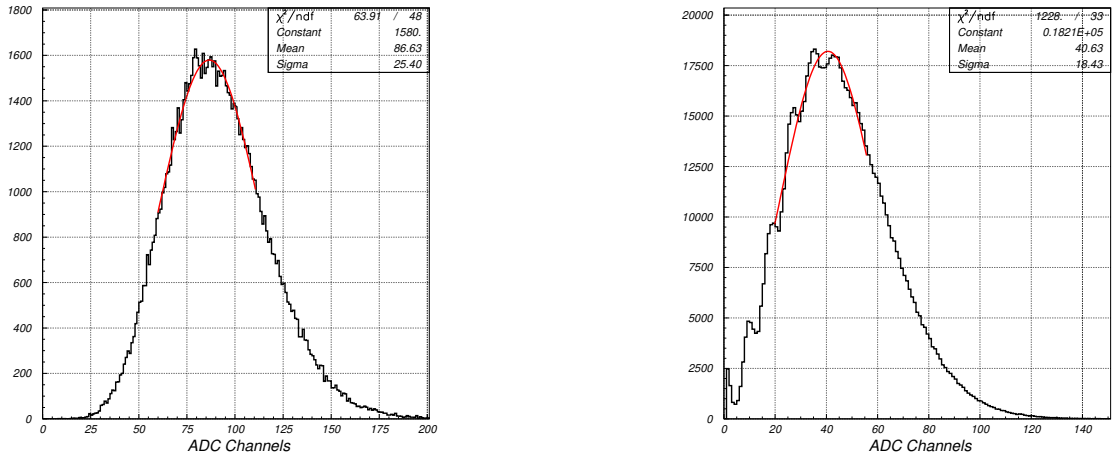


Рисунок 2.13: Амплитудные спектры, полученные при облучении светодиодом ФЭУ R7400-U03(слева) и кремниевого фотоумножителя MicroFB-30035 (справа)

Отличительной чертой кремниевых фотоумножителей является квантованность сигнала. На рис. 2.14 представлен снимок экрана осциллографа с темновым шумом кремниевого фотоумножителя MicroFB-30035, где отчетливо прослеживаются сигналы от одного, двух и трех фотоэлектронов.

При небольших амплитудах в амплитудном спектре для кремниевых

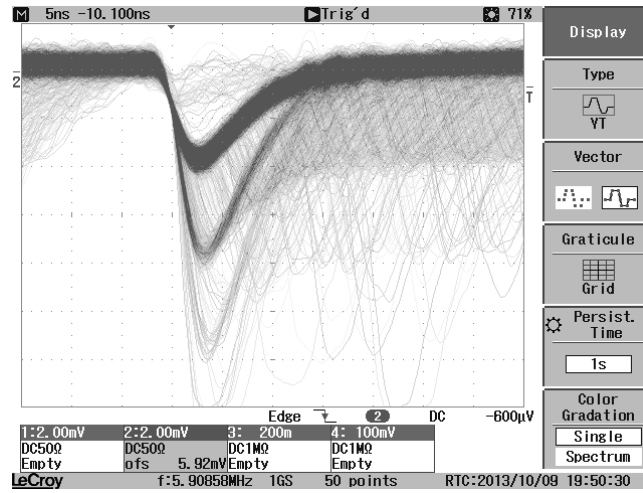


Рисунок 2.14: Снимок экрана осциллографа с темновым шумом кремниевого фотоумножителя MicroFB-30035

фотоумножителей хорошо просматриваются отдельные фотоэлектронные пики (рис. 2.13 справа). Разница между двумя соседними пиками составляет 1 фотоэлектрон, что также использовалось для калибровки. При больших амплитудах, а также при использовании фотоумножителя, в амплитудном спектре которого отдельные фотоэлектронные пики не просматриваются, число фотоэлектронов $N_{ph.e.}$ вычислялось следующим образом:

$$N_{ph.e.} = \frac{\langle A \rangle^2}{RMS^2} \quad (2.7)$$

где $\langle A \rangle$ — средняя амплитуда за вычетом пьедестала; RMS — среднеквадратичное отклонение.

Итоговые калибровочные зависимости числа фотоэлектронов от средней амплитуды в каналах АЦП представлены на рис. 2.15. Полученные результаты описываются полиномом первой степени, значение первой производной которого указано рядом с соответствующей прямой. Калибровочные константы используются для пересчета регистрируемой в каналах АЦП амплитуды сигнала в число фотоэлектронов.

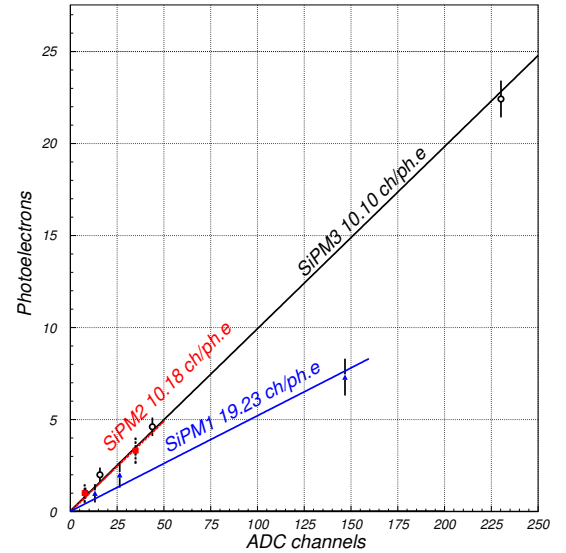
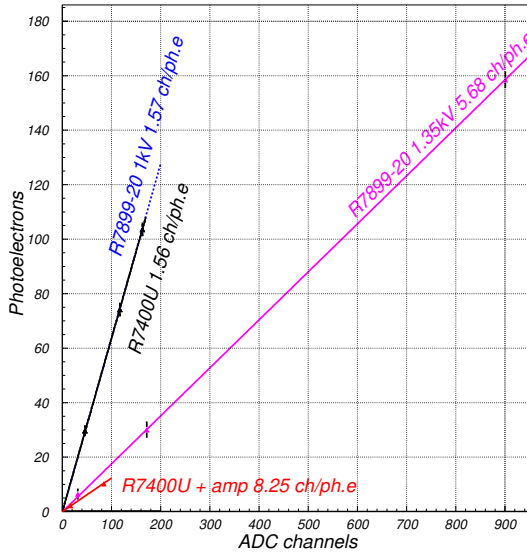


Рисунок 2.15: Калибровочная зависимость числа фотоэлектронов от средней амплитуды сигнала в каналах АЦП для фотоумножителей (слева) и кремниевых SiPM (справа)

§2.3. Стенд для измерения на гало выводного пучка

Второй этап измерений производился во время весеннего сеанса 2013 года на пучковом гало 21 канала У-70 (Протвино, зона установки «ОКА»). На рис. 2.16 представлены фотографии расположения счетчиков и всего стенда с электроникой на балконе 21 канала.

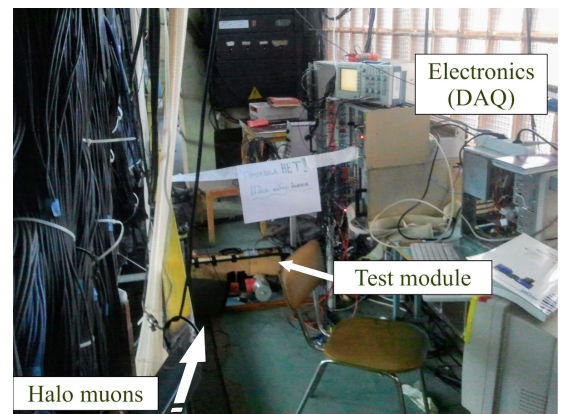
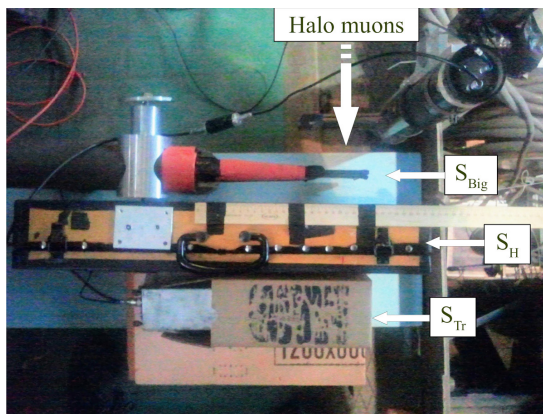


Рисунок 2.16: Фотографии стенда на пучковом гало 21 канала. Исследуемый образец (S_{H}) размещен в светоизолированном объеме.

Схематическое изображение стенда представлено на рис. 2.17 слева. Исследуемый счетчик (S_H) находился в светоизолированном объеме, запускающий счетчик S_{Big} и времязадающий S_{Tr} располагались по разные стороны от прототипа. В качестве времязадающего счетчика использовался быстрый черенковский счетчик S_{Tr} , изготовленный из Плексигласа размерами $20 \times 20 \times 20$ мм³ и быстрого фотоумножителя ФЭУ-143. Сигнал с сцинтилляционного счетчика S_{Big} , собственное временное разрешение составляет 250 пс и определялось в отдельном измерении, подавался на время-цифровой преобразователь и использовался на стадии обработки данных для выделения частиц гало пучка, прошедших через исследуемый прототип.

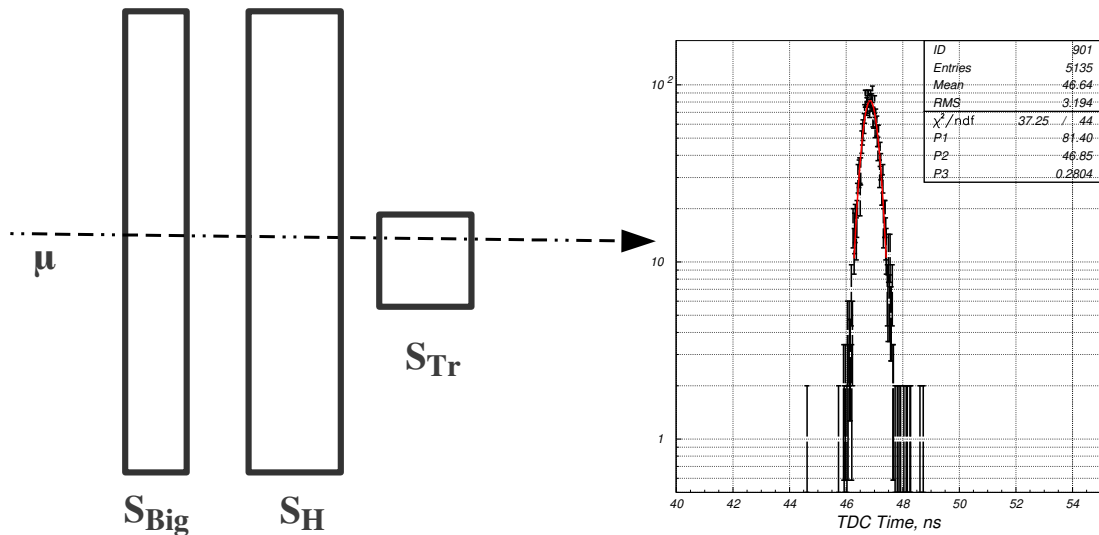


Рисунок 2.17: Схема расположения счетчиков (слева) и спектр времени регистрации сигнала счетчика S_{Big} относительно времязадающего счетчика S_{Tr} (справа).

Триггерный сигнал для системы вычитывания формировался без схемы совпадений и вырабатывался исключительно по сигналу быстрого запускающего счетчика S_{Tr} . Выбранный порог дискриминатора позволял эффективно отделять шумы и регистрировать только события с проходящими частицами. Так, система сбора данных считала около 30 событий за время сброса (дли-

тельностью 1.3 с) и $1 \div 2$ события за интервал 8 с между сбросами.

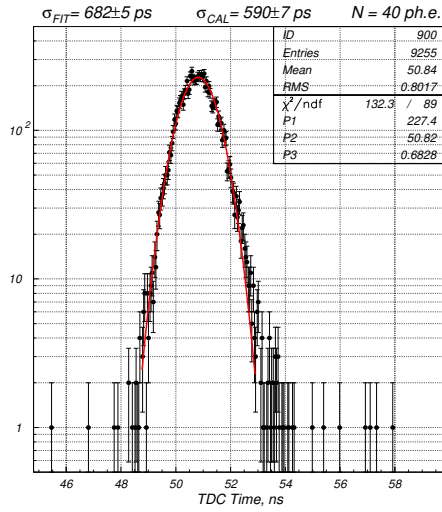
Временное разрешение системы запускающих счетчиков представлено на рис. 2.17 справа и составляет 280 ± 5 пс. Учитывая, что собственное временное разрешение большого сцинтилляционного счетчика $\sigma(S_{Big}) = 250$ пс, собственное разрешение запускающего счетчика $\sigma_{Trig} = \sqrt{280^2 - 250^2} \approx 125$ пс.

Светосбор через WLS-волокна

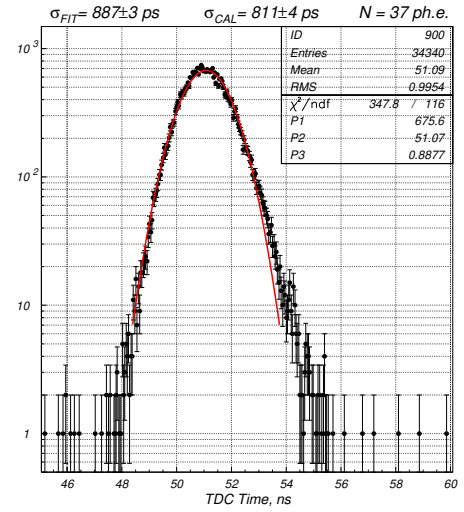
Сцинтилляционная пластина просматривалась девятью WLS — волокнами длиной 40 см, которые либо укладывались в канавки без обеспечения надежного оптического контакта, либо фиксировались с помощью оптического клея. В качестве фотоприемника использовались как кремниевые фотоумножители SiPM с чувствительной областью 3×3 мм², так и эталонный ФЭУ R7899-20. При измерениях с SiPM порог формирователя был установлен на уровне $2 \div 3$ фотоэлектрона.

Типичное временное разрешение для образцов 100×100 мм² и 270×100 мм², полученное с использованием ФЭУ R7899-20 и надежным оптическим контактом между WLS — волокнами и сцинтиллятором представлено на рис. 2.18. Также на распределениях приведены значения: σ_{FIT} — значение дисперсии, полученное как параметр Гауссиана описывающего распределение, и σ_{CAL} — собственное временное разрешение исследуемого прототипа — результат вычисления по формуле (2.6).

В табл. 2.2 представлены результаты измерений временного разрешения, усредненного по площади запускающих счетчиков (115×115 мм²), при светосборе с WLS — волокон. Величина световыхода указана в скобках в числе фотоэлектронов, определенных с использованием полученных в §2.2 калибровочных зависимостей (рис. 2.15). Результаты, полученные при измерениях на пучковом гало 21 канала с использованием светосбора через WLS — волок-



100 × 100 мм²



270 × 100 мм²

Рисунок 2.18: Спектр временных интервалов, полученный при использовании в качестве сигнала СТАРТ — сигнала от запускающих счетчиков, а в качестве сигнала СТОП — сигнала от ФЭУ R7899-20.

на совпадают с результатами измерений на космических лучах, несмотря на ограниченную область (20×20 мм²), выделяемую запускающим счетчиком, что указывает на однородность характеристик прототипа при использовании светосбора через WLS — волокна как по амплитуде, так и по временному разрешению.

Из результатов следует, что вклеивание волокон позволяет регистрировать в $1.5 \div 2$ раза больше фотоэлектронов и, тем самым, улучшает временное разрешение на $\sim 30\%$. Кроме того, результаты с ФЭУ R7899-20 и SensL SiPM MicroFB-30035 заметно превосходят результаты, полученные с СРТА 140-40 как по числу фотоэлектронов, так и по временному разрешению.

На рис. 2.19 представлены полученные результаты в качестве зависимости временного разрешения от шага между волокнами, что при фиксированном количестве волокон равнозначно поперечному размеру пластины.

При использовании кремниевых фотоумножителей СРТА-140-40 в сочетании с WLS — волокнами, уложенными в канавки без оптического контакта с

Таблица 2.2: Временное разрешение при светосборе с волокон, усредненное по площади запускающих счетчиков ($115 \times 115 \text{ мм}^2$)

Геометрия	Без клея	С оптическим клеем		
	СРТА 140-40	СРТА 140-40	MicroFB-30035	R7899-20
$100 \times 100 \text{ мм}^2$	$890 \pm 5 \text{ пс}$ (21 ф.э.)	$745 \pm 15 \text{ пс}$ (33 ф.э.)	$625 \pm 15 \text{ пс}$ (28 ф.э.)	$590 \pm 10 \text{ пс}$ (40 ф.э.)
$150 \times 150 \text{ мм}^2$	$1075 \pm 20 \text{ пс}$ (19 ф.э.)	—	—	—
$180 \times 100 \text{ мм}^2$	—	$1045 \pm 10 \text{ пс}$ (18 ф.э.)	—	—
$270 \times 100 \text{ мм}^2$	$1560 \pm 20 \text{ пс}$ (12 ф.э.)	$1120 \pm 20 \text{ пс}$ (22 ф.э.)	$865 \pm 10 \text{ пс}$ (24 ф.э.)	$810 \pm 5 \text{ пс}$ (37 ф.э.)

сцинтиллятором, временное разрешение ухудшается на 35 пс на каждый миллиметр расстояния между волокнами. При наличии оптического контакта (использовании оптического клея) этот показатель уменьшается до 22 пс/мм. Использование в качестве фотодетектора фотоумножителя R7899-20, либо кремневых фотоумножителей SensL MicroFB-30035 позволяет уменьшить этот показатель до 11.5 пс/мм и 12.2 пс/мм соответственно.

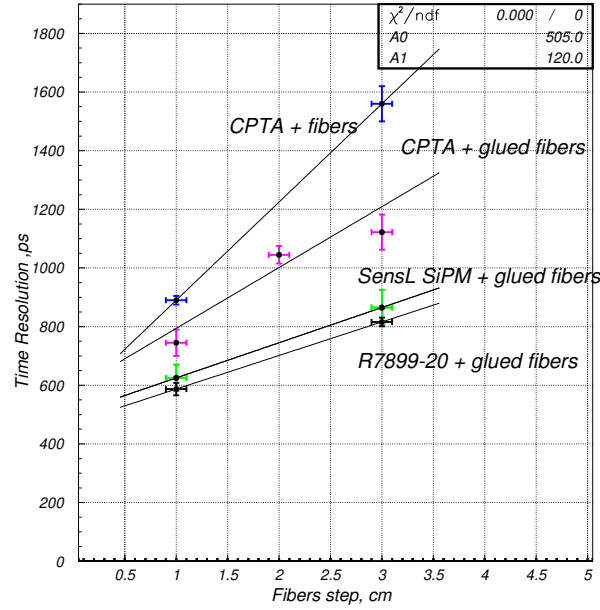
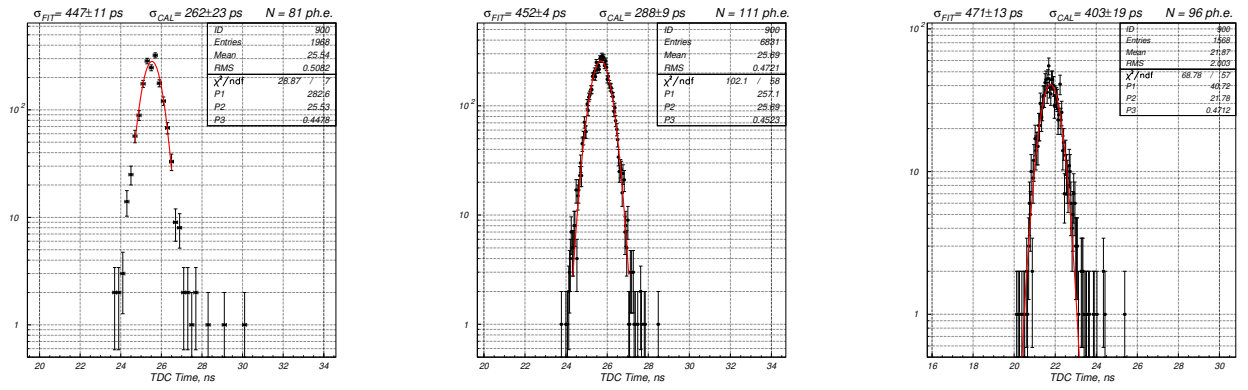


Рисунок 2.19: Зависимость временного разрешения от расстояния между волокнами

Прямой светосбор

Прямой светосбор — основная альтернатива вычитыванию сигнала через WLS — волокна, которая позволяет полностью исключить вклад от времени высвечивания WLS — волокна и эффективности светосбора WLS — волокнами, и, тем самым, получить большее число фотоэлектронов и лучшее временное разрешение. На рис. 2.20 приведены результаты измерений временного разрешения при прямом светосборе с использованием ФЭУ R7400U для образцов $90 \times 90 \times 20$ мм³ и $100 \times 100 \times 20$ мм³. На гистограммах сверху также приведены значения среднеквадратичного отклонения при описании распределения Гауссианом, вычисленное собственное временное разрешение исследуемого образца, а также амплитуда сигнала в числе фотоэлектронов.

В табл. 2.3 представлены значения временного разрешения для различных образцов и фотодетекторов. Можно видеть, что увеличение размеров пластины приводит к ухудшению временного разрешения на примере реги-



90 × 90 мм² с грани

100 × 100 мм² с грани

100 × 100 мм² с угла

Рисунок 2.20: Спектры временных интервалов регистрируем ВЦП, сигналом СТАРТ служит сформированный сигнал запускающих счетчиков, а в качестве сигнала СТОП используется сформированный сигнал исследуемого счетчика.

страции света с грани сцинтиллятора размером 100 × 100 мм² и 90 × 90 мм². Регистрация света с угла также приводит к уменьшению числа фотоэлектронов на 10% и, как следствие, ухудшает временное разрешение.

Таблица 2.3: Временное разрешение при прямом светосборе, усредненное по площади триггерных счетчиков (115 × 115 мм²)

Геометрия	с грани		с угла	
	R7400-U	SensL SiPM	R7400-U	SensL SiPM
90 × 90 мм²	260 ± 25 пс	370 ± 15 пс	—	—
100 × 100 мм²	290 ± 10 пс	320 ± 15 пс	400 ± 20 пс	420 ± 15 пс
150 × 150 мм²	—	355 ± 5 пс	—	—

Вариант прямого светосбора как с грани образца 100 × 100 мм², так и со срезанного угла более подробно исследовался на пучковом гало 21 канала У-70 (ИФВЭ, Протвино). Запускающий счетчик размером 20 × 20 мм² переме-

щался, тем самым выделяя разные области прохождения заряженных частиц в исследуемом прототипе. Рассмотренные области схематично изображены на рис. 2.21 а-б.

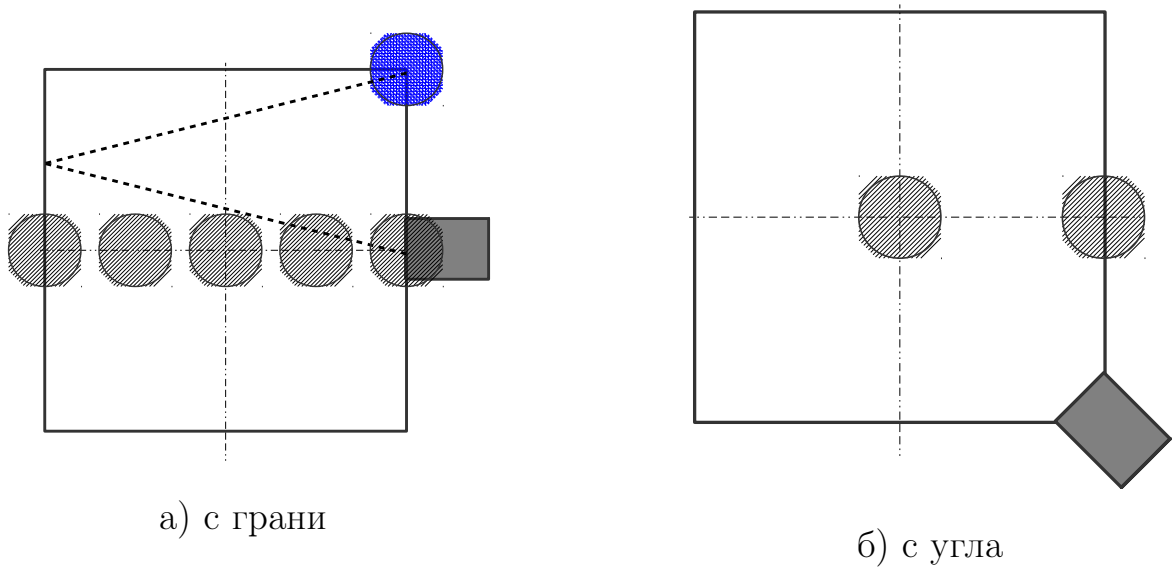


Рисунок 2.21: Схематическое изображение проведенных измерений с разными положениями запускаящего счетчика (выделенного мюонного пучка) во время измерений на пучковом гало 21 канала. Заштрихованная область показывает положение запускаящего счетчика.

В ходе измерений исследовались зависимости временного разрешения и среднего времени прихода сигнала от координаты прошедшей заряженной частицы (положение запускаящего счетчика)(рис. 2.21). Для прямого светосбора параметром было расстояние между центром пучка и фотоумножителем. В случае светосбора через WLS — волокна в качестве параметра использовалось расстояние до центра сцинтиллятора. Точки, относящиеся к измерениям для варианта просматривания сцинтиллятора с угла, выделены синим цветом. Расстояние до ближайшего к ФЭУ угла при прямом светосборе (рис. 2.21а, синяя область) рассчитано в предположении попадания света на ФЭУ через отражение от противоположной грани (пунктирная линия).

Для прямого светосбора наблюдается зависимость положения среднего

времени регистрации сигнала от координаты прошедшей частицы, которая в первом приближении может быть описана линейной функцией, с угловым коэффициентом 69 ± 22 пс/см, что согласуется со скоростью распространения света в материале с показателем преломления $n = 1.59$.

Проведенные исследования можно резюмировать с помощью распределения зависимости временного разрешения от числа фотоэлектронов, используя данные для всех типов сцинтилляторов, фотоприемников и вариантов светосбора. Данная зависимость представлена на рис. 2.22 (справа), точки — результаты измерений, кривая — фит функцией $\sigma = \frac{p_1}{\sqrt{N_{ph.e.}}} + p_2$, где $N_{ph.e.}$ — число фотоэлектронов. Полученные экспериментальные данные по временному разрешению для всех рассмотренных типов светосбора примерно следуют ожидаемой корневой зависимости от числа регистрируемых фотоэлектронов.

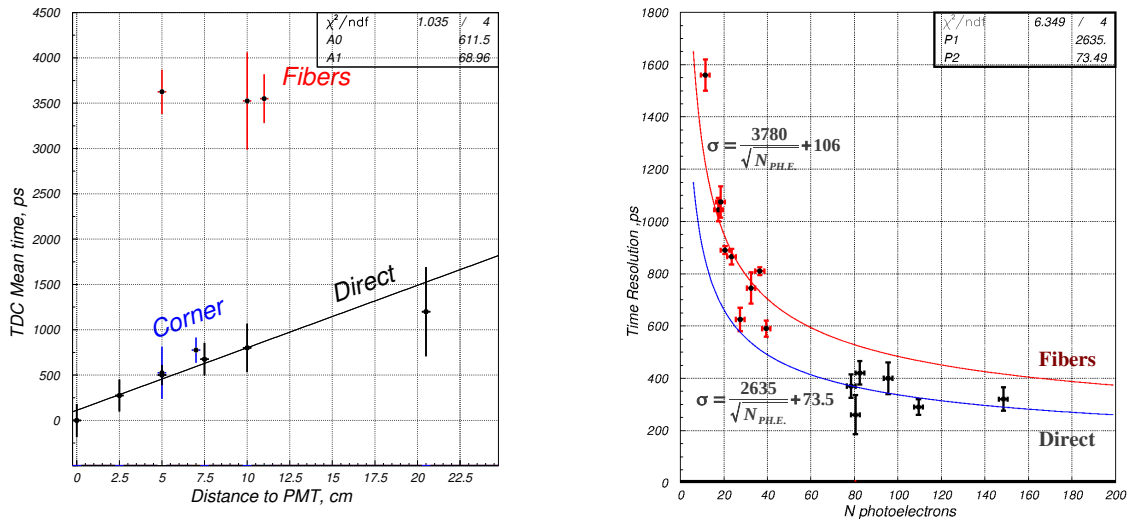


Рисунок 2.22: Зависимость среднего времени регистрации сигнала (в каналах ВЦП) от расстояния между координатой регистрируемой частицы и фотумножителем (справа) и зависимость собственного временного разрешения от числа фотоэлектронов (справа). Красным цветом выделены результаты с использованием светосбора через WLS — волокна, а синим — прямого светосбора. Кривая — описание функцией $\sigma = \frac{p_1}{\sqrt{N_{ph.e.}}} + p_2$

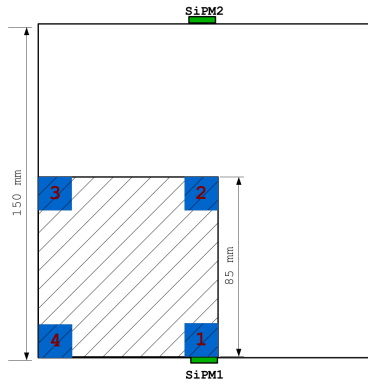
§2.4. Исследования зависимости характеристик счетчика от координаты регистрируемой частицы

Экспериментальный стенд на космических лучах с селективным счетчиком

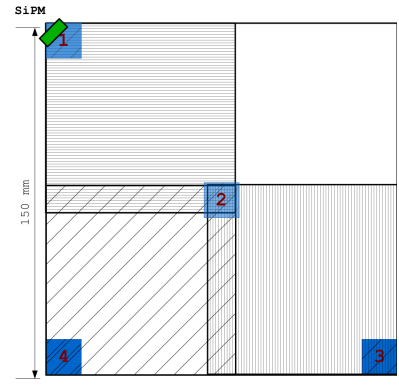
Для исследования зависимости времени выработки сигнала от координаты проходящей частицы использовался “селективный” счетчик с небольшой чувствительной областью, позволяющий выделять события с частицами космических лучей, проходящими через выделенную область исследуемого образца. Счетчик представляет собой фотоумножитель R7400U с расположенной на входном окне цилиндрической шайбой из Плексигласа $\varnothing 8$ мм толщиной 3 мм. Длительность переднего фронта счетчика не превышает 2 нс.

Сигналы исследуемых прототипов, размером $150 \times 150 \times 20$ мм³, вычитываются двумя кремниевыми фотоумножителями, расположенными на противоположных гранях (рис. 2.23 слева), либо одним фотоумножителем со срезанного угла (рис. 2.23 справа). Исследуемый прототип размещается между двумя запускающими счетчиками. Чувствительная область обоих запускающих счетчиков представлена заштрихованной областью и составляет 85×85 мм², а собственное временное разрешение $\sigma = 250$ пс. Селективный счетчик используется «off-line» на стадии обработки для выделения интересующей области. Разные положения селективного счетчика представлены на рис. 2.23 синими областями и, для удобства представления результатов, пронумерованы от 1 до 4.

На рис. 2.24 представлены характерные спектры временных интервалов между сигналами срабатывания селективного счетчика и исследуемого прототипа для пластины, просматриваемой кремниевым фотоумножителем со срезанного под 45^0 угла. Над распределениями указаны значения средне-



а) с грани



б) с угла

Рисунок 2.23: Схема расположения запускающих счетчиков при исследовании зависимости среднего времени регистрации сигнала от координаты регистрируемой частицы. Исследуемый прототип схематично изображен в виде белого прямоугольника, область покрытия триггерными счетчиками представлена в виде заштрихованной области. Синяя область соответствует положению селективного счетчика

квадратичного отклонения при описании распределения Гауссианом (σ_{FIT}), вычисленное собственное временное разрешение (σ_{CAL}) и средняя амплитуда сигнала в числе фотоэлектронов N . Величина смещения среднего времени регистрации сигнала (в случае вычитывания с грани сцинтиллятора рис. 2.23 слева) для регистрируемой в области «region 4» частицы указывает на то, что свет преимущественно попадает на фотоприемник через отражение от противоположной грани.

Результаты измерений представлены в табл. 2.4, 2.5, где $\langle A \rangle$ — среднее значение амплитуды сигнала в числе фотоэлектронов, σ — временное разрешение для отдельного фотоприемника, σ_{Mean} — временное разрешение при использовании среднего времени регистрации сигнала между двумя фотоприемниками, ΔT — смещение среднего времени регистрации сигнала.

Таблица 2.4: Характеристики счетчика, просматриваемого двумя кремниевыми фотоумножителями с противоположных граней (см. рис. 2.23 слева).

	SiPM	Положение селективного счетчика			
		region 1	region 2	region 3	region 4
$\langle A \rangle, N_{ph.e.}$	ch. 1	140	97	82	78
	ch. 2	90	94	86	94
$\sigma, \text{нс}$	ch. 1	555 ± 10	325 ± 15	310 ± 15	320 ± 30
	ch. 2	285 ± 5	355 ± 15	325 ± 15	315 ± 15
$\sigma_{Mean, \text{нс}}$	$\langle ch1, ch2 \rangle$	335 ± 10	210 ± 15	200 ± 25	235 ± 20
$\Delta T, \text{нс}$	ch. 1	-1.35 ± 0.02	0	$+0.78 \pm 0.02$	$+1.67 \pm 0.02$
	ch. 2	$+0.55 \pm 0.02$	0	$+0.13 \pm 0.02$	$+0.63 \pm 0.02$

Таблица 2.5: Характеристики счетчика, просматриваемого кремниевым фотоумножителем со срезанного угла (см. рис. 2.23 справа)

	Положение селективного счетчика			
	region 1	region 2	region 3	region 4
$\langle A \rangle, N_{ph.e.}$	250	116	98	—
$\sigma, \text{нс}$	460 ± 20	320 ± 15	325 ± 15	—
$\Delta T, \text{нс}$	-1.6	0	+0.11	+0.2

Минимальная длительность “ворот” для организации эффективных совпадений сигналов с двух каналов определяется как сумма максимального разброса среднего времени регистрации сигнала и временного разрешения.

$$Gate = -\Delta T_{r1} + \Delta T_{r4} + 3 \times \sigma_{r1} + 3 \times \sigma_{r4} = 5.63 \text{ нс} \quad (2.8)$$

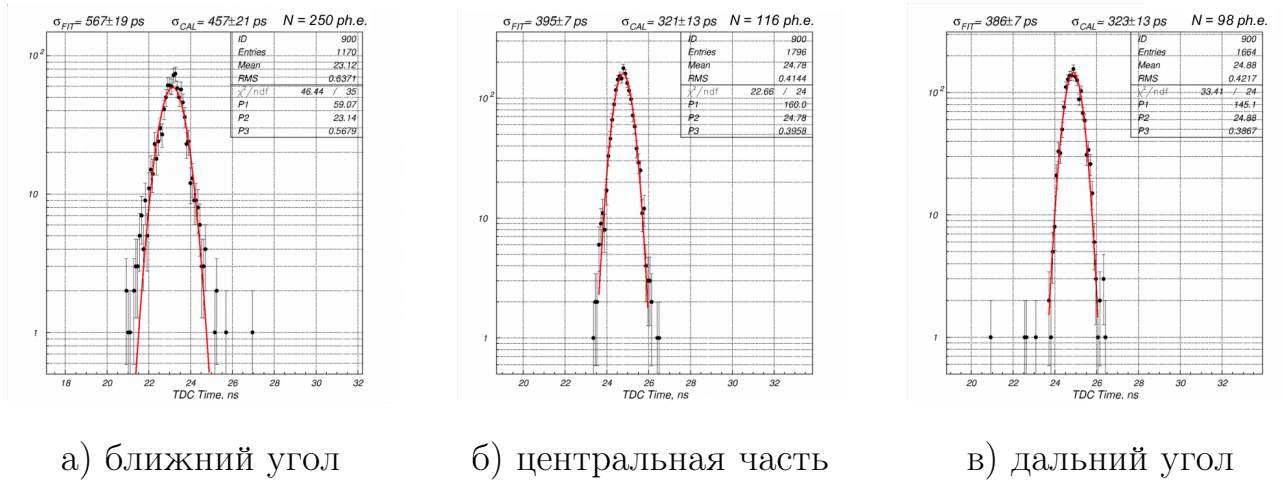


Рисунок 2.24: Спектры временных интервалов между срабатыванием триггерных и исследуемого счетчиков при наличии сигнала в селективном счетчике, расположенном в ближней к фотоприемнику области (а), в центре пластины (б) и дальней от фотоприемника области (в).

где T_{r1}, T_{r4} — среднее времени регистрации сигнала в областях r1 и r2, а σ_{r1} и σ_{r4} — временное разрешение в соответствующих областях. Длительность ворот при вычитывании сигнала с пластины сцинтиллятора размером $150 \times 150 \text{ мм}^2$ составляет 5.64 нс при использовании одного фотоумножителя, и 4.7 нс при использовании двух. Расположение фотоумножителей на противоположных срезанных углах позволяет уменьшить длительность ворот до 3.7 нс.

§2.5. Экспериментальный стенд с трековой системой на космических лучах

Для прецизионного исследования зависимости характеристик прототипов от координаты проходящей заряженной частицы был подготовлен экспериментальный стенд [57] с трековой системой. На рис. 2.25 представлена фотография (слева) и схема (справа) экспериментального стенда.

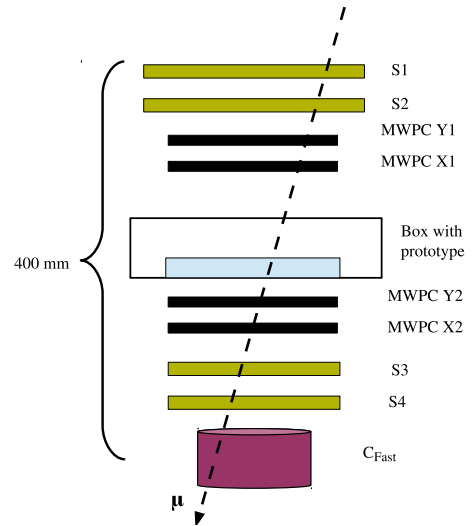
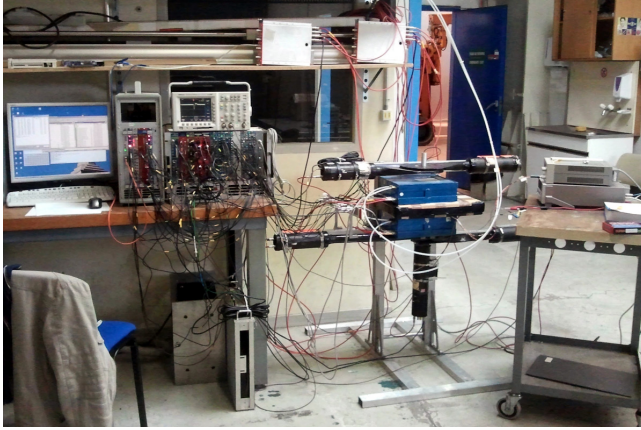


Рисунок 2.25: Фотография (слева) и схема (справа) экспериментального стенда на космических лучах с трековой системой и быстрым запускающим счетчиком.

Экспериментальный стенд состоит из четырех классических сцинтилляционных счетчиков $S_1 — S_4$ на базе ФЭУ ЕМІ 9813В, станций многопроводных камер с катодным съемом сигнала через линию задержки (производства НИЦ «Курчатовский Институт» — ИТЭФ по образцу пучковых камер с линией задержки ЦЕРН [100], [101]), времязадающего счетчика C_{Fast} на базе Плексигласа и ФЭУ ХР2020Q и светоизолированного объема с исследуемым прототипом. Каждая станция камер состоит из двух плоскостей с чувствительной областью $120 \times 120 \text{ мм}^2$ и шагом 4 мм между проволочками.

Совпадение четырех счетчиков $S_1 — S_4$ вырабатывает триггерный сигнал на проходящую заряженную частицу. При этом два счетчика (S_1 и S_2 размером $100 \times 160 \text{ мм}^2$) находятся над исследуемым прототипом, а два ($S_3 — S_4$ с чувствительной областью $95 \times 90 \text{ мм}^2$) внизу ящика, обеспечивая высокую эффективность отбора событий.

Каждая плоскость камер вычитывается через линию задержки — сигнал от сработавшей проволочки разветвляется и вычитывается в две противопо-

ложные стороны с задержкой 5 нс на каждую следующую проволочку. Таким образом на каждое срабатывание камеры есть два сигнала, разница времен которых пропорциональна координате прошедшей частицы.

Время-задающий черенковский счетчик C_{Fast} представляет собой цилиндр из Плексигласа $\varnothing 40 \text{ мм} \times 45 \text{ мм}$, установленный на входном окне фотоумножителя XP2020Q. Временное разрешение детектора C_{Fast} составляет $175 \pm 10 \text{ пс}$ и было определено в отдельных измерениях.

Исследуемый прототип размещается в светоизолированном объеме, расположенным между двумя станциями камер.

Вычитывающая электроника

Сигнал с каждого из четырех сцинтилляционных счетчиков $S_1 - S_4$ поступает на пассивный разветвитель. Один из выходных сигналов через линию задержки регистрируется в АЦП, в то время как второй выход поступает на дискриминатор постоянной части сигнала (CFD ORTEC 934 QUAD), имеющий два выхода сформированного сигнала в стандарте NIM: один используется для организации совпадения, а второй поступает в модуль ВЦП. Блок логики вырабатывает триггерный сигнал для запуска АЦП и старта вычитывания события при наличии совпадения сигналов со всех четырех сцинтилляционных счетчиков $S_1 - S_4$. Сигнал с быстрого черенковского счетчика C_{Fast} и двух кремниевых фотоумножителей, установленных на исследуемом прототипе, поступают на модули АЦП и ВЦП через формирователь CFD CAEN N253. В качестве ВЦП используется CAEN Mod.V1290N, который позволяет записывать множественные срабатывания счетчиков, что позволяет выбирать разные комбинации времязадающих счетчиков на стадии обработки.

Исследуемые прототипы

В качестве прототипов счетчиков использовались пластины сцинтиллятора СЦ-301, произведенного в НИЦ «Курчатовский Институт — ИФВЭ» методом блочной полимеризации, просматриваемые кремниевыми фотоумножителями, либо в варианте прямого светосбора с угла (рис. 2.26 слева), либо посредством WLS — волокон BCF-92 (рис. 2.26 справа).

Прямой светосбор

Прототип для исследования характеристик прямого светосбора представляет собой пластину сцинтиллятора $133.5 \times 107 \times 20$ мм³, обернутую в синтетическую бумагу Tyvek 1082d, и два кремниевых фотоумножителя SensL MicroFB-60035 с чувствительной областью 6×6 мм², закрепленных на срезанных противоположных углах сцинтиллятора с использованием оптической смазки для надежного оптического контакта (рис. 2.27 слева).

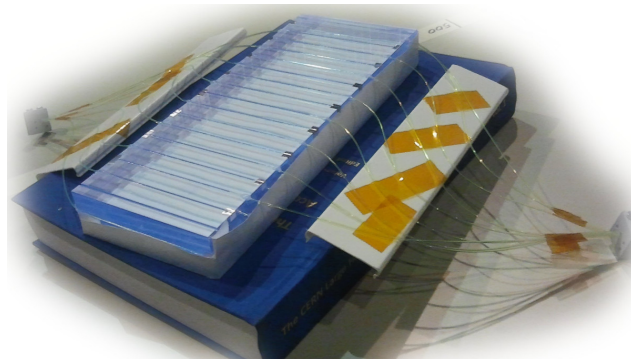


Рисунок 2.26: Исследуемые прототипы с прямым светосбором (слева) и через спектросмещающие волокна (справа).

Светосбор через WLS — волокна

Исследуемый прототип со светосбором через WLS — волокна состоял из пластины сцинтиллятора $268 \times 108 \times 30$ мм³, обернутой в Tyvek 1082d, с

18 канавками глубиной 1.5 мм: 16 канавок на верхней плоскости и по одной на боковых гранях. Канавки расположены вдоль короткой стороны (108 мм) сцинтиллятора для минимизации длины волокна внутри сцинтиллятора (см. рис. 2.27 справа). Спектросмещающие волокна BCF-92 $\varnothing 1$ мм и длиной 40 см были вклеены и организованы в две группы по 9 волокон, направленных в противоположные стороны. Расстояние между канавками составляло 16 мм, или 32 мм между волокнами из одной группы. Кремниевый фотоумножитель просматривал группу из девяти волокон, в которой 8 волокон вклеены в верхнюю грань, и одно волокно на торцевой стороне сцинтиллятора. WLS — волокна отполированы с обоих концов и зазеркалены с противоположного торца от фотоприемника алюминизированной лентой. В качестве фотоприемника использовался Hamamatsu S10931-05P с чувствительной областью 3×3 мм².

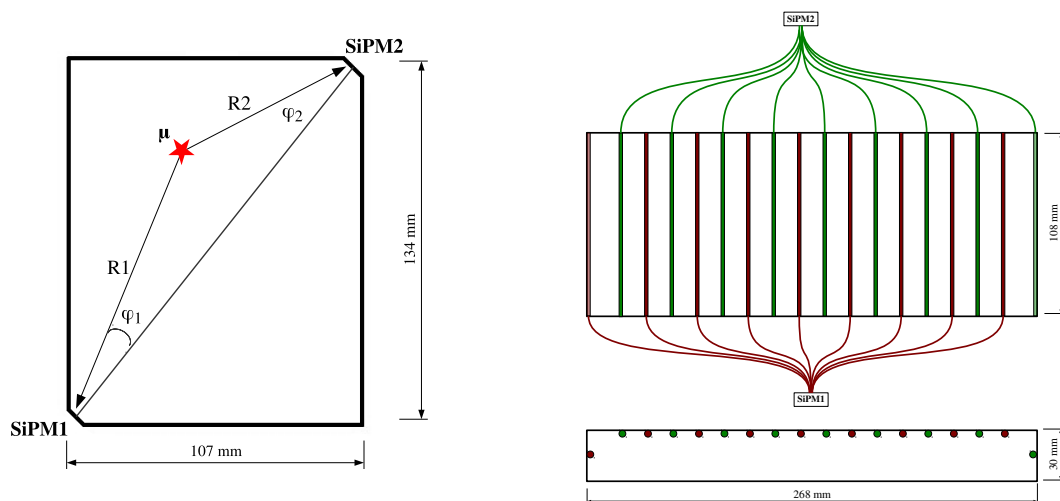


Рисунок 2.27: Схематическое изображение исследуемых прототипов с прямым светосбором с противоположных углов (слева) и светосбором через спектросмещающие волокна (справа) .

Результаты измерений

Для исследования временных характеристик прототипов в качестве времязадающего использовался Черенковский счетчик на базе Плексигласа и ФЭУ ХР2020Q. Спектры временных интервалов между регистрацией сигналов времязадающего счетчика и исследуемого образца описываются Гауссианом, полученные параметры среднего времени и дисперсии использовались для дальнейшего анализа. Амплитудный спектр описывался функцией Ландау, а полученные в качестве параметра фита значение наиболее вероятной амплитуды (MPV) в каналах АЦП пересчитываются в число фотоэлектронов. Треки частиц описываются линейной функцией. Координаты частицы космических лучей прошедшей через исследуемый прототип восстанавливалась интерполяцией.

Для сравнения получаемых результатов при прямом светосборе и светосборе с помощью WLS — волокон вводится параметр минимальной длительности ворот (GATE), определяемый следующим образом: $GATE = \Delta T + 5 \times \sigma$, где ΔT — максимальный разброс среднего времени прихода сигнала при прохождении частицы через исследуемый образец, а σ — собственное временное разрешение прототипа в локальной области. Рассматриваются возможные алгоритмы выработки сигнала исследуемого образца: среднее время прихода сигнала с двух SiPM'ов, время прихода первого или последнего по времени сигналов.

Вычитывание с помощью WLS — волокон

Для исследования зависимости характеристик прототипа вычитывающегося через спектросмещающие волокна от координат проходящей заряженной частицы используется декартова система координат с осями направленными продольно и перпендикулярно направлению WLS — волокон.

Перпендикулярно волокнам: на рис. 2.28 (слева), 2.29 (слева) представ-

лены амплитуда (число фотоэлектронов) и время регистрации сигнала от проходящей заряженной частицы в зависимости от координаты, перпендикулярной направлению волокон. Обе зависимости носят осциллирующий характер с периодом ≈ 30 мм, что соответствует расстоянию между волокнами из одной группы. Динамический диапазон амплитуд, определяемый отношением максимальной амплитуды к минимальной, составляет $A^{max}/A^{min} \approx 1.10$.

Продольно волокнам: зависимость времени регистрации сигнала от координаты, ось которой направлена параллельно направлению канавок, представлена на рис. 2.29 (справа). Зависимость амплитуды от координаты представлена на рис. 2.28 (справа). Время регистрации сигнала от проходящей заряженной частицы зависит от продольной координаты и может быть описана линейной функцией с наклоном 4.0 ± 1.5 нс/м, что согласуется со скоростью распространения света в веществе с показателем преломления $n = 1.59$. Максимальный разброс среднего значения времени регистрации сигнала можно оценить как 400 ± 150 пс. Зависимость амплитуды регистрируемого сигнала кремниевым фотоумножителем может быть также аппроксимирована линейной функцией с наклоном ≈ 0.03 ф.э./мм.

Результаты измерений представлены в табл. 2.6. Лучшее значение временного разрешения с вычитыванием двумя кремниевыми фотоумножителями получается при использовании среднего времени регистрации сигнала и составляет $\sigma = 370 \pm 10$ пс.

Прямой светосбор

При исследовании характеристик прототипа с прямым светосбором, просматриваемого с диагонально-противоположных углов, одним из естественных направлений оси координат является диагональ соединяющая два кремниевых фотоумножителя. Наиболее подходящим будет использование полярной системы координат, в которой параметр R — расстояние от восстановленной координаты прохождения заряженной частицы космических лучей в ис-

Таблица 2.6: Результаты измерения временного разрешения для прототипа с вычитыванием сигнала с помощью WLS — волокон

	Single SiPM	Mean signal
Временное разрешение σ , пс	610 ± 10	370 ± 10
ΔT , пс	400 ± 150	150 ± 50
GATE, нс	3.5 ± 0.2	2.0 ± 0.2

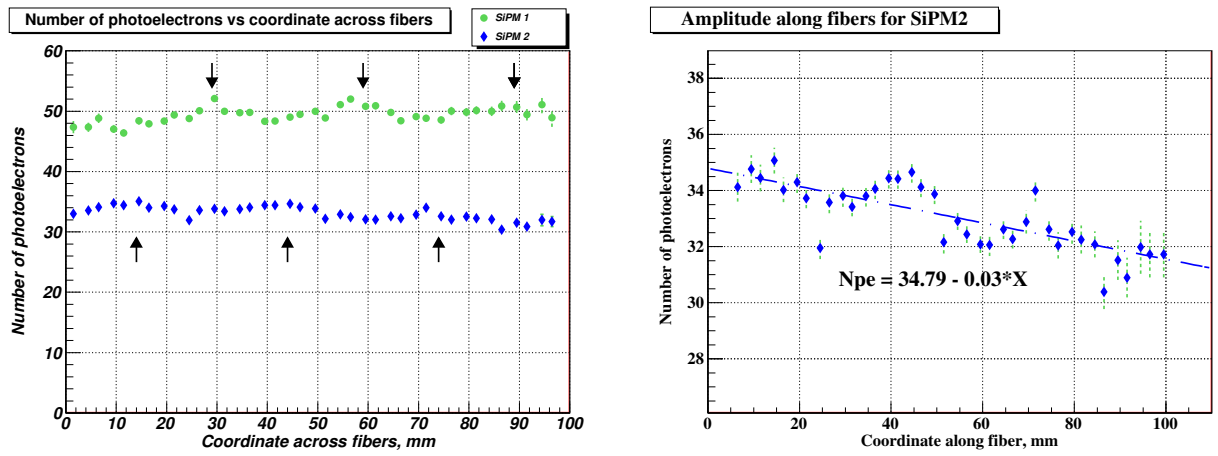


Рисунок 2.28: Амплитуда сигнала (число фотоэлектронов) в зависимости от координаты проходящей заряженной частицы, перпендикулярной (слева) и продольной (справа) направлению канавок. Черные стрелки указывают положение канавок с вклеенными волокнами.

следуемом прототипе до кремниевого фотоумножителя, а величиной ϕ —угол к диагонали, соединяющей центры двух кремниевых фотоумножителей, как это показано на рис. 2.27 (слева).

Для прямого светосбора характерна сильная зависимость амплитуды и времени регистрации сигнала от расстояния, проходимого фотонами сцинтиляционной вспышки до регистрации фотоприемником. Распределение событий по времени регистрации сигнала и расстоянию от точки прохождения ча-

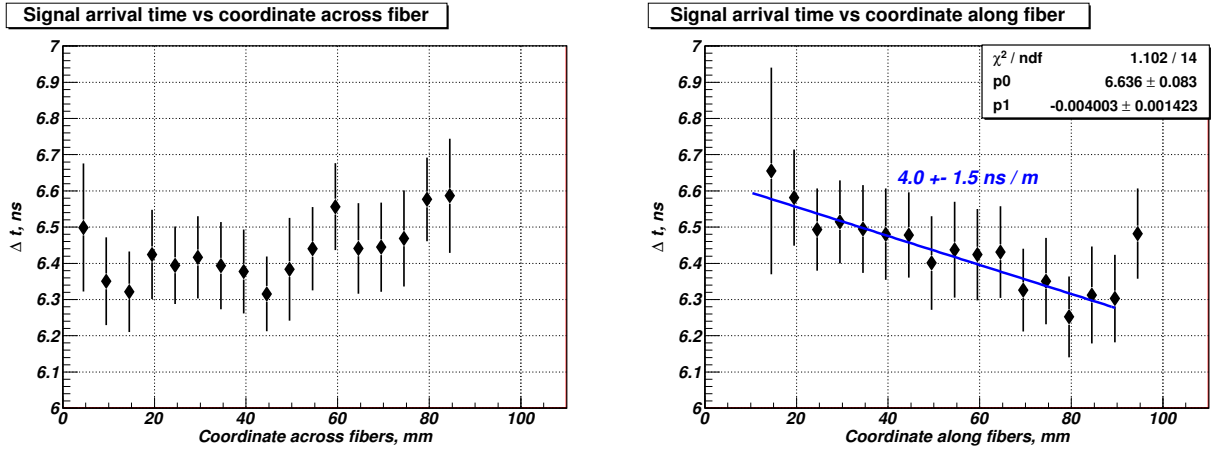


Рисунок 2.29: Зависимость временного интервала (Δt) между регистрацией сигнала прототипом и регистрацией сигнала времязадающим черенковским счетчиком C_{Fast} . Линией представлен фит линейной функции.

стиц до фотоумножителя представлено на рис. 2.30. В рассмотренном прототипе основной источник неоднородности временных характеристик (раннего отклика с большой амплитудой сигнала) возникает при регистрации частицы прошедших на расстояниях до ~ 40 мм от фотоумножителя.

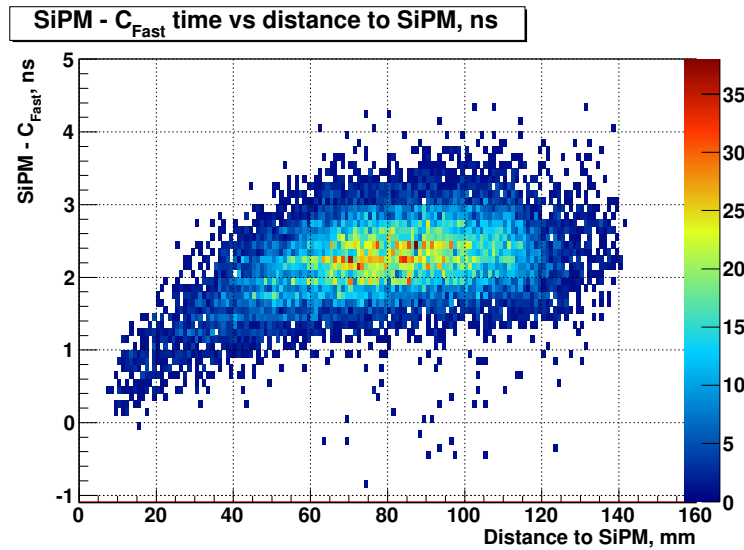


Рисунок 2.30: Зависимость времени регистрации сигнала кремниевым фотоумножителем с угла сцинтиллятора от расстояния до точки прохождения частицы.

На рис. 2.31 представлена зависимость амплитуды и времени регистрации сигнала от координат в декартовой системе координат. Максимум амплитуды достигается в области, близкой к фотоприемнику (точка $[0,0]$), а в других трех углах наблюдается минимальное значение амплитуды сигнала, включая противоположный угол, где расположен второй фотоприемник (точка $[107,133]$). Динамический диапазон, оцениваемый по отношению $A^{max}/A^{min} \approx 3$. Зависимости среднего времени регистрации сигнала от координаты проходящей заряженной частицы при использовании лишь одного фотоприемника представлены на рис. 2.32 (слева). Аналогичная зависимость, но при использовании среднего времени регистрации сигналов с двух фотоприемников представлена на рис. 2.32 (справа). Максимальный разброс среднего времени регистрации сигнала, используя один фотоприемник составляет 2.7 ± 0.2 нс, а при использовании среднего времени регистрации сигналов с двух фотоприемников уменьшается до 1.6 ± 0.2 нс. Альтернативными возможностями является использование первого или последнего регистрируемого сигналов. Все результаты представлены в табл. 2.7.

Таблица 2.7: Результаты измерения временных характеристик прототипа с прямым светосбором при использовании сигнала с одного SiPM, первого регистрируемого сигнала из двух SiPM, последнего регистрируемого сигнала из двух, среднего значения времени регистрации сигнала двумя фотоприемниками.

	Single SiPM	First signal	Last signal	Mean signal
ΔT , нс	2.7 ± 0.2 нс	2.7 ± 0.2 нс	0.8 ± 0.1 нс	1.6 ± 0.2 нс
σ , пс	400 ± 10 пс	370 ± 10 пс	450 ± 10 пс	300 ± 10 пс
GATE, нс	4.7 ± 0.2 нс	4.5 ± 0.2 нс	3.0 ± 0.2 нс	3.1 ± 0.2 нс

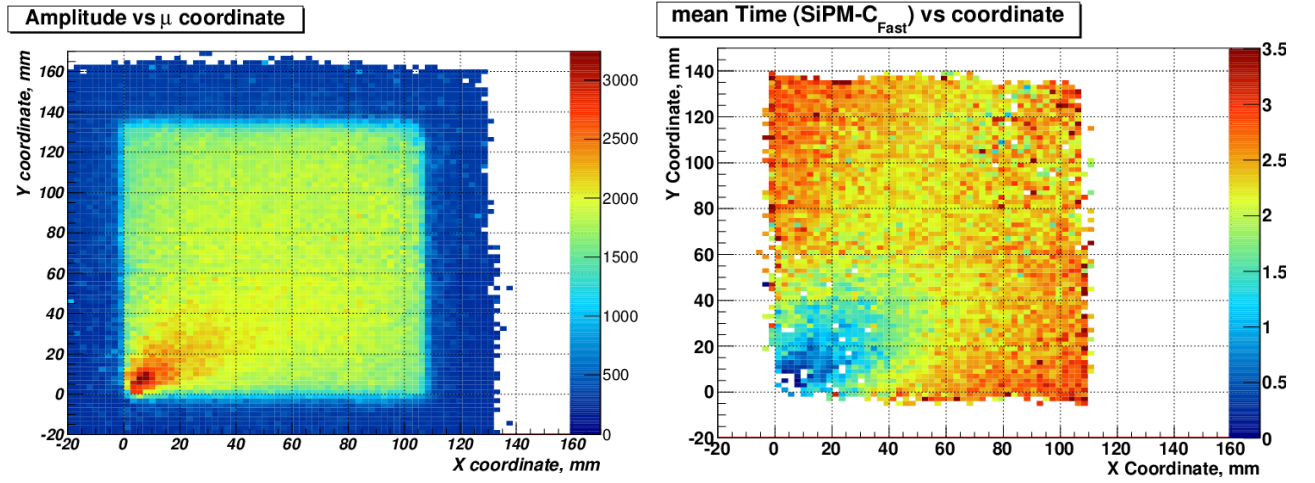


Рисунок 2.31: Амплитуда сигнала (слева) и среднее время регистрации сигнала (справа) кремниевым фотоумножителем, расположенным в левом нижнем углу $(0,0)$, в зависимости от восстановленной координаты проходящей заряженной частицы.

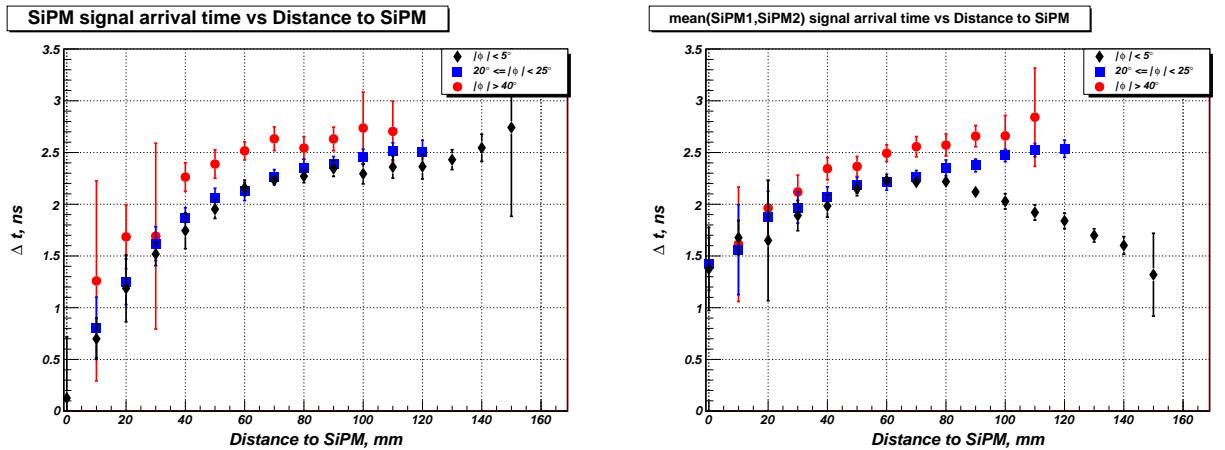


Рисунок 2.32: Разброс среднего времени регистрации сигнала Δt в зависимости от расстояния до фотоприемника в случае вычитывания одним (слева) либо двумя фотоумножителями, используя среднее время (справа). Цветам отмечены разные диапазоны полярного угла.

§2.6. Зависимость характеристик счетчика от длины WLS — волокна

Пластина сцинтиллятора размером $270 \times 108 \times 30$ мм³ просматривается через восемнадцать WLS — волокон. Используются два типа WLS — волокон: Y11 и BCF-92, вклеенные чередующимся образом в канавки глубиной 1.5 мм. Канавки равномерно распределены перпендикулярно большому ребру сцинтилляционной пластины, как это показано на рис. 2.10 слева. Общая длина волокна составляет 1530 мм и в каждом последующем измерении уменьшается на 100 мм. Используемые запускающие счетчики и экспериментальный стенд аналогичны описанному в §2.4.

Результаты измерения характеристик счетчика при фиксированной длине WLS — волокна 1530 мм и разных фотоприемниках, представленные в табл. 2.8, показали целесообразность дальнейших измерений лишь с кремниевыми фотумножителями S10985-050C [102] и MicroSM-60035. Напряжение питания $V_{bias} = V_{BR} + V_{over}$ при этом составляло (70.0 ± 1.2) В и (27.0 ± 4.0) В соответственно.

Таблица 2.8: Характеристики счетчика с WLS — волокном длиной 1530 мм при использовании разных фотоприемников.

Фотоприемник	σ , пс		Амплитуда, ф.э	
	Y11(200)	BCF-92	Y11(200)	BCF-92
MicroFB-60035	1080 ± 5	830 ± 5	19 ± 1	9 ± 1
MicroSM-60035	980 ± 5	830 ± 5	21 ± 1	9 ± 1
S10985-050C	780 ± 5	650 ± 5	33.5 ± 1	13.5 ± 1
R7400	—	—	4.8 ± 1	2.3 ± 1

На рис. 2.33 представлены зависимости среднего времени регистрации сигнала и временного разрешения от длины WLS — волокна при вычитывании сигнала с помощью кремниевого фотоумножителя S10985-050C.

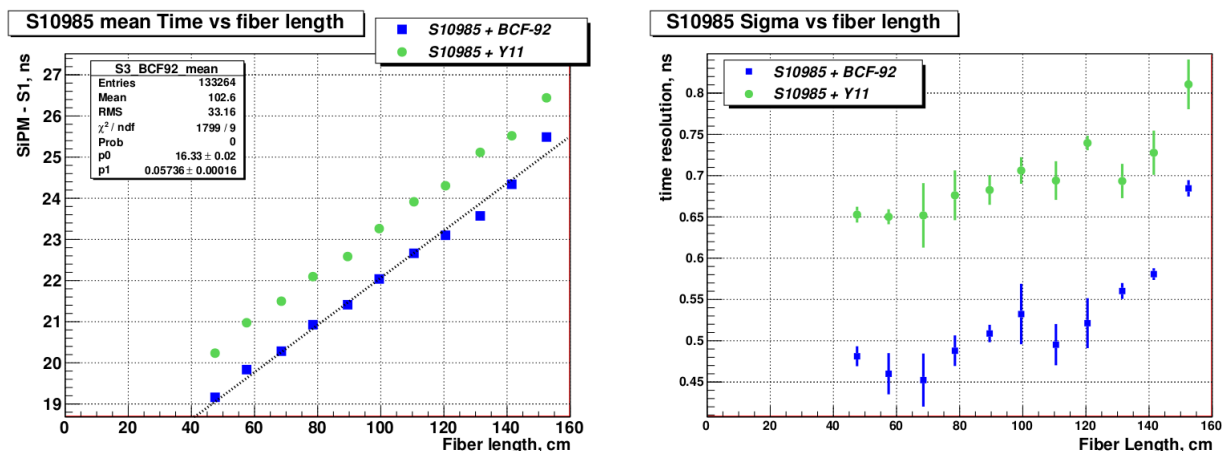


Рисунок 2.33: Зависимость среднего времени регистрации сигнала и временного разрешения от длины WLS — волокна. Зелеными метками отмечены данные для Y11, синими — для BCF-92.

Можно сделать следующие выводы: использование спектросмещающих волокон BCF-92 позволяет получить лучший результат по временному разрешению при длине волокна до 1500 мм. При необходимости использовать более длинные спектросмещающие волокна временные характеристики для BCF=92 становятся сопоставимы с Y-11, а учитывая хрупкость волокон BCF-92 и меньший световыход целесообразнее использовать волокна Y11. Средняя скорость распространения света в спектросмещающем волокне составляет 5.74 ± 0.02 нс/м.

§2.7. Прямой светосбор с коротким световодом

При исследовании варианта с прямым светосбором стало ясно, что основной проблемой является увеличение амплитуды сигнала и среднего времени срабатывания при прохождении частицы вблизи фотодетектора (рис. 2.30).

Для решения этой проблемы была предложена опция счетчика с использованием короткого световода. Сначала было проведено изучение прототипа с помощью моделирования в Geant4 [103].

Модель счетчика в GEANT4

Оптические фотоны от Черенковского и сцинтилляционного излучений распространяются от точки прохождения мюона до фотодетектора — кремниевое фотоумножителя с чувствительной областью $6 \times 6 \text{ мм}^2$. За момент времени «0» принимается момент прохождения мюона через пластину сцинтиллятора. Форма выходного сигнала с предусилителя моделируется как свертка распределения временных интервалов регистрации оптического фотона и формы однофотозлектронного сигнала, которая была получена экспериментально и записана осциллографом LeCroy WaveRunner 606Zi. Длина затухания света в сцинтилляторе фиксирована значением 200 см, а эффективность регистрации фотонов кремниевым фотоумножителем (Photon Detection Efficiency, PDE) определялась техническими характеристиками SensL MicroFS-600 при работе с перенапряжением $V_{bias} = +2,5 \text{ В}$ от пробойного [99].

Длина световода

Для обеспечения однородности по времени и амплитуде необходимо ввести эффективное смещение фотоприемника от грани сцинтиллятора с сохранением оптического контакта между фотоприемником и сцинтиллятором. Это может быть реализовано с помощью световода. Максимальная длина световода при падовой структуре годоскопа ограничена половиной размера сцинтилляционной пластины. Для исследования минимально допустимой длины световода моделируется упрощенная геометрия детектора (см. рис. 2.34). Исследуемый прототип состоит из сцинтилляционной пластины разме-

ром $124 \times 124 \times 10 \text{ мм}^3$ и двух трапециевидных световодов из Плексигласа, зафиксированных с оптическим контактом к противоположным граням сцинтиллятора. Два кремниевых фотоумножителя с чувствительной областью размером $6 \times 6 \text{ мм}^2$ просматривают детектор с грани световода. Прохождение заряженной частицы через плоскость исследуемого прототипа моделируется с шагом 2 мм по обеим координатам X и Y . Смоделированный выходной сигнал (рис. 2.35) анализируется с помощью программного дискриминатора со следящим порогом, а в качестве временной метки используется уровень 20% от амплитуды сигнала.

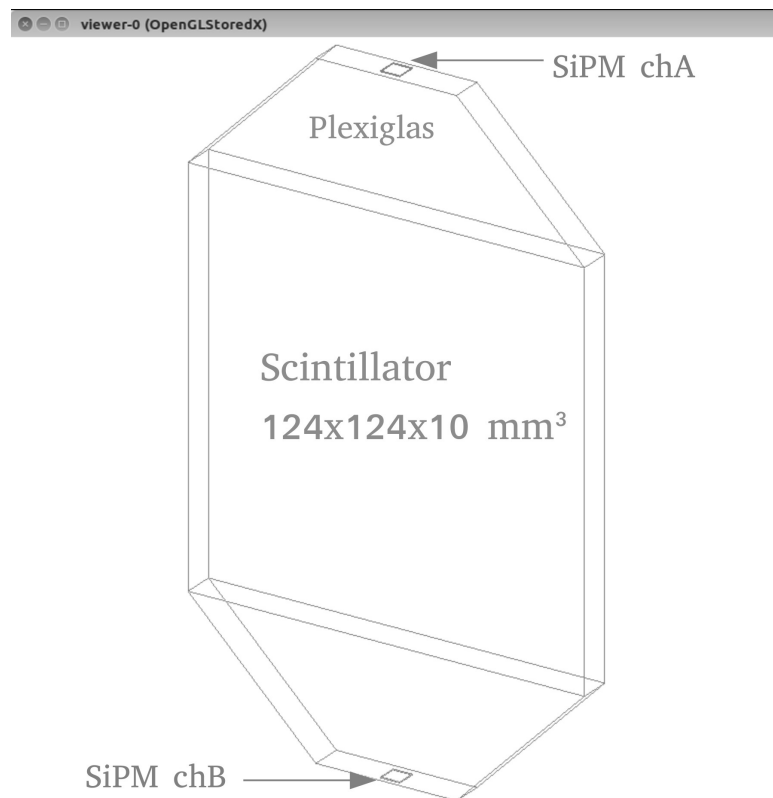


Рисунок 2.34: Исследуемый прототип в Geant4.

Рассмотрены два варианта световода — длиной 20 мм и 40 мм. На рис. 2.36 представлено среднее время регистрации сигнала в зависимости от координаты проходящей заряженной частицы через прототип. На рис. 2.37 представлена зависимость среднего времени регистрации сигнала от амплитуды сигнала для световодов 20 мм (слева) и 40 мм (справа).

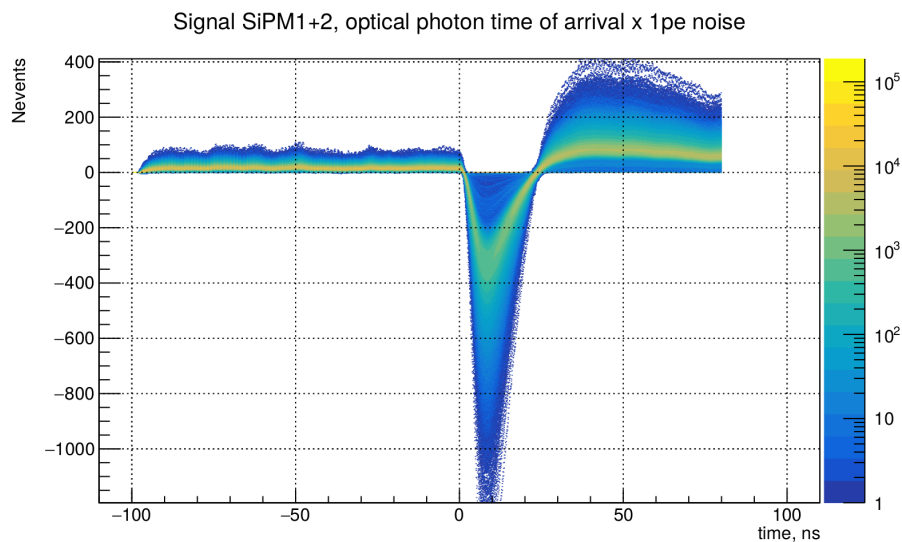


Рисунок 2.35: Симулированные отклики детектора (свертка времени регистрации оптического фотона и формы однофотонного шумового сигнала).

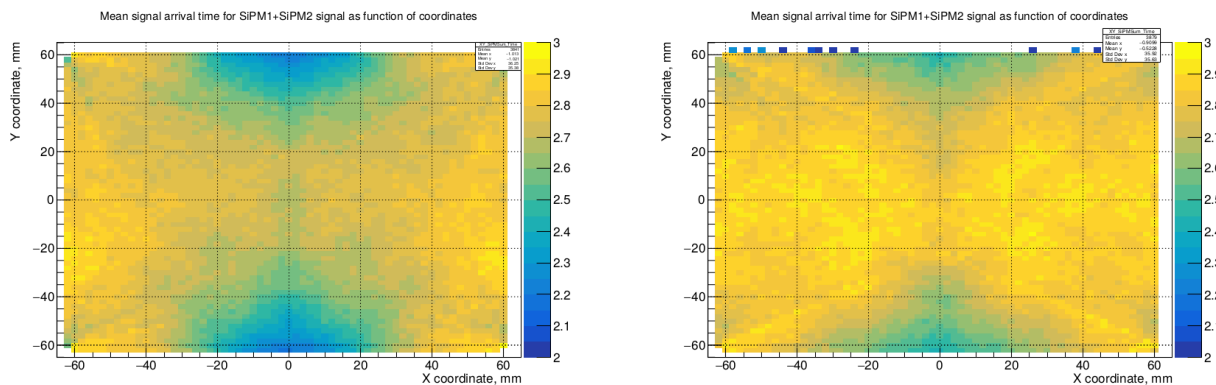


Рисунок 2.36: Среднее время регистрации сигнала в зависимости от координаты заряженной частицы, проходящей через прототип. Слева при использовании световода длиной 20 мм, справа — 40 мм.

Количество фотоприемников

Для дальнейшего улучшения однородности и стабильности работы детектора (на случай выхода из строя одного из фотоприемников) моделируется ситуация с одним, двумя и четырьмя кремниевыми фотоумножителями, просматривающими одну пластину сцинтиллятора. При этом длина светово-

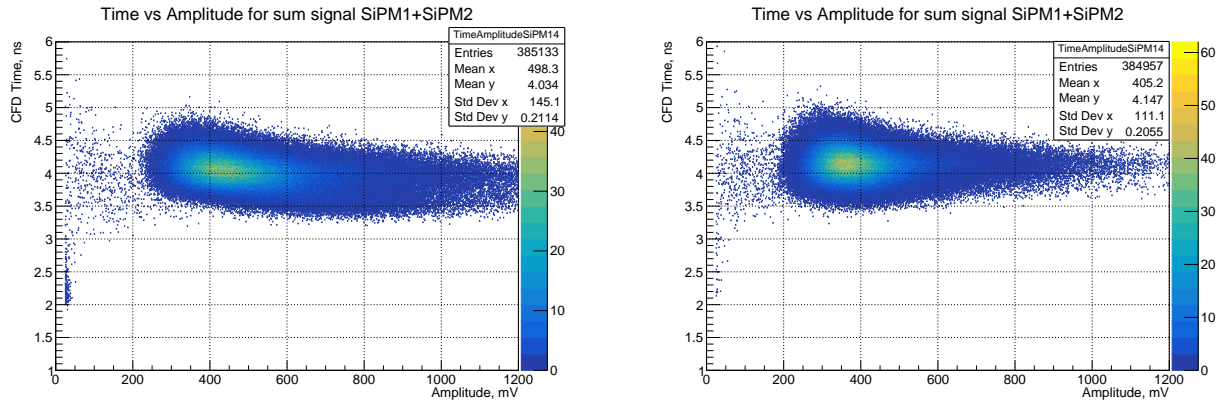


Рисунок 2.37: Время регистрации сигнала как функция амплитуды сигнала при использовании световода длиной 20 мм (слева) и 40 мм (справа).

да фиксирована и составляет 40 мм. На рис. 2.38 представлены распределения времени регистрации сигнала для вариантов: один (слева), два (посередине) и четыре (справа) активных фотоприемника. Красная линия соответствует описанию распределения Гауссианом. Временное разрешение составляет $\sigma = 380 \pm 5$ пс для варианта с одним фотоприемником и улучшается до $\sigma = 150 \pm 5$ пс при использовании четырех активных фотоприемников, выходы с которых объединяются в логическое «ИЛИ».

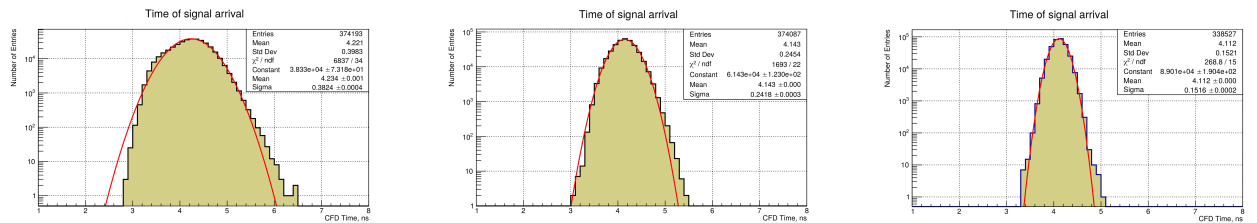


Рисунок 2.38: Смоделированное распределение времени регистрации сигнала при использовании одного (слева), двух (среднее) и четырех (справа) активных фотоприемников.

На рис. 2.39, 2.40 представлены среднее значение амплитуды и времени регистрации сигнала в зависимости от точки прохождения заряженной частицы через исследуемый прототип. Левые распределения соответствуют случаю с одним активным фотоприемником, средние — два активных фотоприемни-

ка, а правые — четыре фотоприемника объединенных в логическое "ИЛИ".

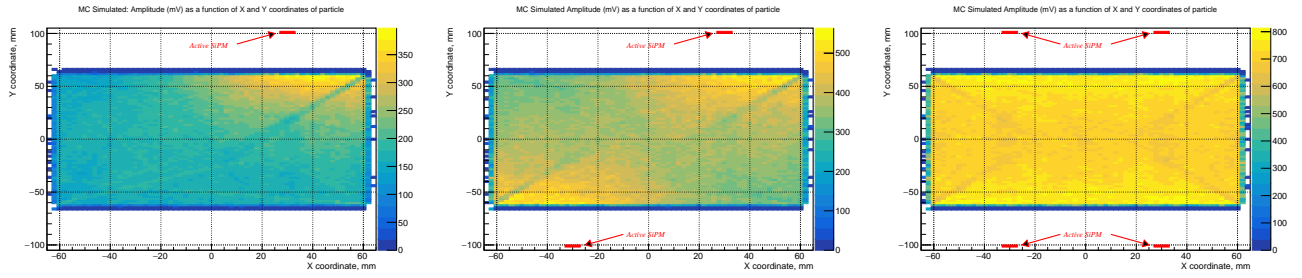


Рисунок 2.39: Среднее значение амплитуды смоделированного отклика детектора как функция координат проходящей заряженной частицы.

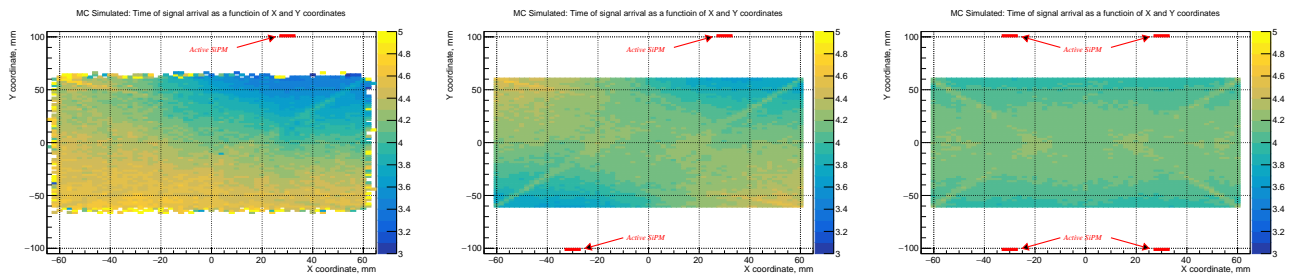


Рисунок 2.40: Среднее время регистрации сигнала как функция координаты проходящей заряженной частицы.

Исследования на космических лучах

Четыре идентичных счетчика (конструкции рис. 1.40) располагаются в светоизолированном объеме один над другим (рис. 2.41 слева). Совпадение по времени сигналов с верхнего и нижнего счетчиков используется в качестве триггера для записи выходных сигналов двух промежуточных счетчиков. В качестве системы сбора данных используется осциллограф, позволяющий записывать импульсы входных сигналов. Распределение разности времени регистрации сигналов с двух анализируемых счетчиков представлено на рис. 2.41 (справа) и описывается Гауссианом с дисперсией $\sigma = 310$ пс. Временное разрешение отдельного счетчика, в предположении их идентичности, можно оценить как $\sigma = 310/\sqrt{2} = 220$ пс.

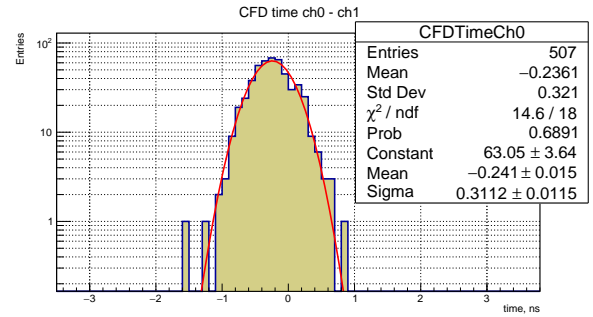
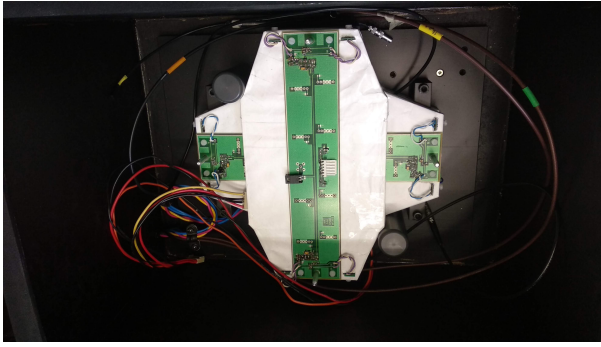


Рисунок 2.41: Расположение счетчиков в светоизолированном объеме для измерений на космических лучах (слева) и спектр разности времен регистрации сигналов с двух исследуемых счетчиков. Красная линия соответствует описанию распределения Гауссианом с $\sigma = 310$ пс.

Исследования на выведенном пучке

Детальное исследование одного из счетчиков (конструкции рис. 1.40) было проведено на выведенном электронном пучке канала T24 в DESY (Гамбург). На рис. 2.42 представлена фотография экспериментального стенда.

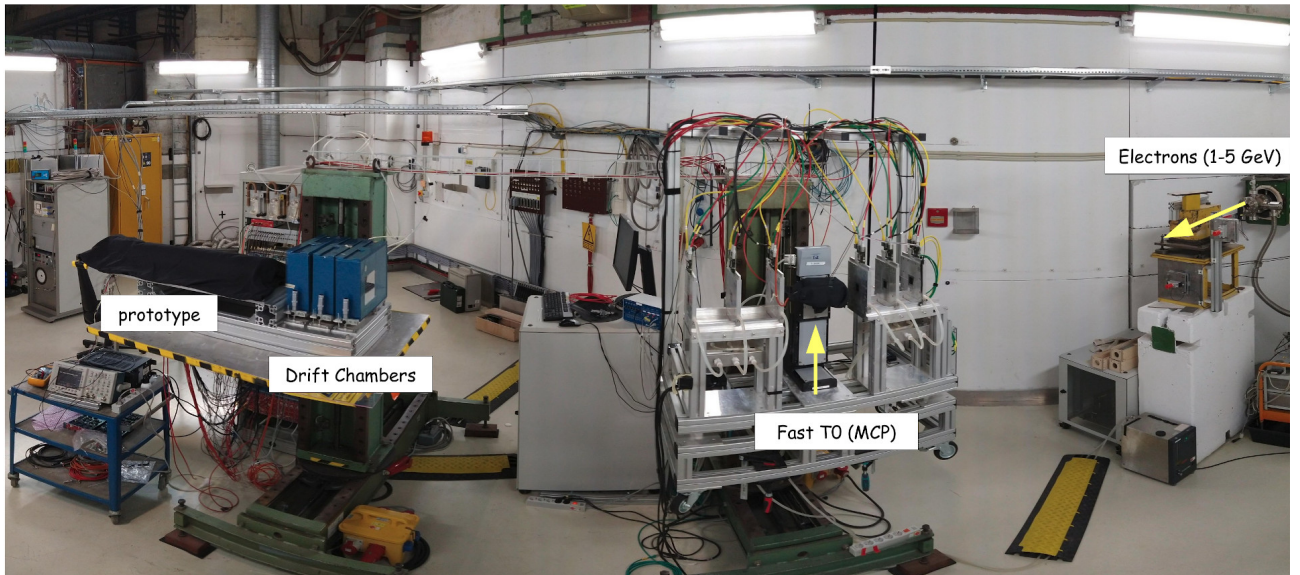


Рисунок 2.42: Панорамная фотография экспериментального стенда в DESY.

Пучок электронов с импульсом $1 \div 5$ ГэВ/с проходя через коллиматор поступает в экспериментальную зону справа. Из элементов пучкового теле-

скопа, находящихся в центре фотографии, используются исключительно два тонких сцинтилляционных счетчика, совпадение сигналов с которых служит триггером для запуска системы сбора данных. Между полупроводниковыми станциями пучкового телескопа располагается пара времязадающих черенковских счетчиков на основе Плексигласа и МКП — фотоумножителей (АО «КАТОД», г. Новосибирск).

Входящие в экспериментальную зону частицы регистрируются сцинтилляционными счетчиками, временная метка определяется времязадающими счетчиками отмеченными как «FAST T0». Координаты частиц регистрируются с помощью камер со съемом сигнала через линию задержки. Триггерный сигнал, вырабатываемый по прохождению частицы через сцинтилляционные счетчики, служит сигналом СТАРТ для время-цифровых преобразователей (используются для реконструкции координат камерами) и модуля оцифровки формы сигнала CAEN DT5742.

На рис. 2.43 представлены типичный амплитудный спектр с одного из времязадающих счетчиков (слева), а также спектр разницы времен регистрации сигнала с двух времязадающих счетчиков, при программной симуляции работы формирователя постоянной части сигнала с временной меткой на уровне 20% от амплитуды.

Зависимость разницы времен регистрации сигналов с двух запускающих счетчиков и дисперсия Гауссиана, описывающего спектр разницы времен, представлены на рис. 2.44. Наилучший результат достигается при пороге в 10% от амплитуды. Однако, для эффективного подавления фонов использовалась настройка на порог 20%.

Распределение времени регистрации сигналов с двух времязадающих счетчиков имеет среднеквадратичное отклонение $RMS_{12} = 26.0 \pm 0.1$ пс. Исходя из предположения идентичности счетчиков, можно оценить собственное разрешение времязадающего счетчика как $RMS_i = 26/\sqrt{2}$. Используя сред-

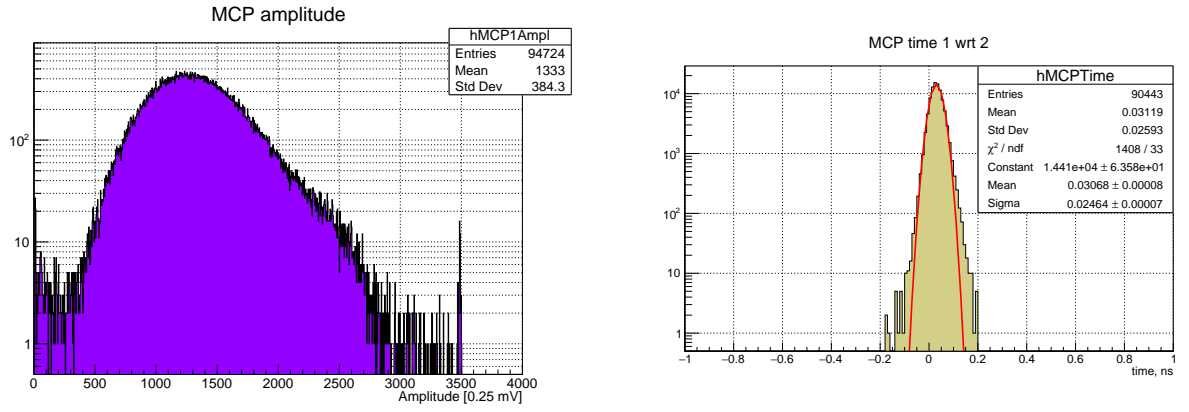


Рисунок 2.43: Типичный амплитудный спектр с времязадающего счетчика (слева) и спектр разницы времени регистрации сигнала с двух времязадающих счетчиков (справа).

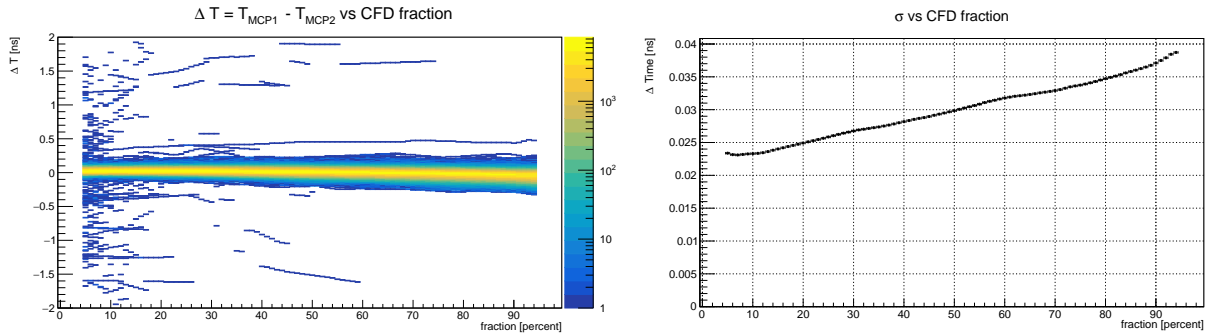


Рисунок 2.44: Зависимость разности времен регистрации сигнала времязадающих счетчиков (слева) и дисперсия Гауссиана, описывающего распределение разницы времен (справа) в зависимости от уровня амплитуды (в процентах), выбранного для определения временной метки.

нее время регистрации сигнала $t_{MEAN} = (t_A + t_B)/2$ временное разрешение составит $RMS_{MEAN} = RMS_i/\sqrt{2} = RMS_{12}/2 = 13.0 \pm 0.1$ пс.

На рис. 2.45 представлен спектр времени регистрации сигнала со счетчика ANTI-0, усредненный по чувствительной зоне камер ($\sim 60\%$ площади счетчика). Временная метка определяется уровнем 20% от значения амплитуды сигнала. Распределение хорошо описывается Гауссианом с дисперсией $\sigma = 185 \pm 1$ пс.

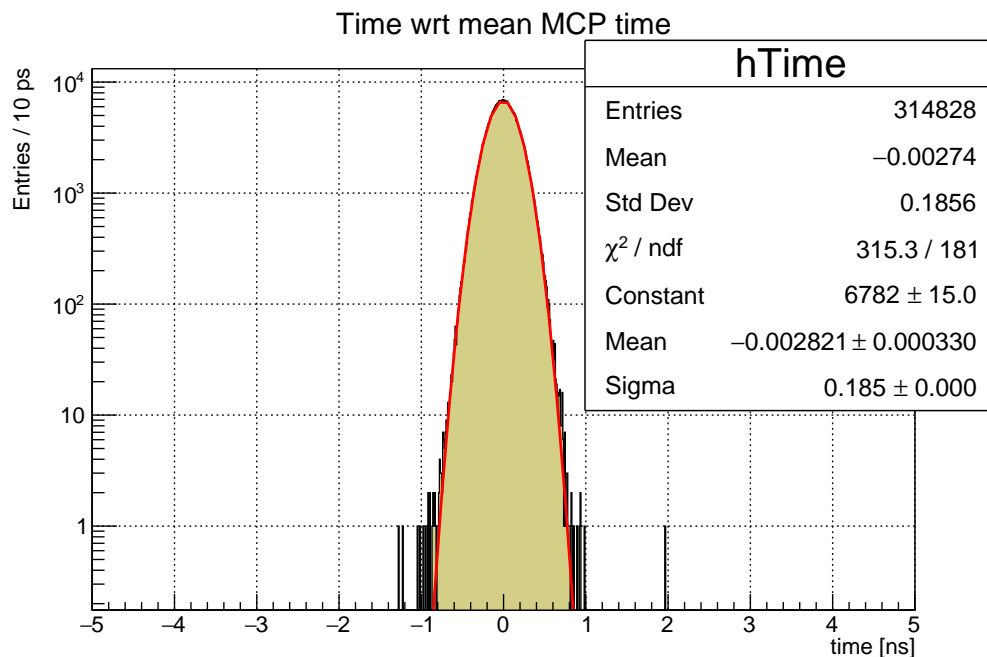


Рисунок 2.45: Спектр времени регистрации сигнала с счетчика ANTI-0, усредненный по чувствительной зоне камер.

Распределение средней амплитуды сигнала от координаты проходящей заряженной частицы представлено на рис. 2.46. Черными линиями отмечены границы чувствительной области детектора. Вычитывающие счетчик SiPM расположены вне границ гистограмм по координатам: $[90; -12]$, $[90, 48]$, $[-118, -12]$ и $[-118, 48]$. Аналогичное распределение, но для среднего времени регистрации сигнала представлено на рис. 2.47.

Можно выделить две экстремальные области из общей площади детектора:

- области быстрого отклика: $X > 40, Y > 20 \vee X > 40, Y < -10$;
- область с долгим откликом детектора: $0 < X < 20 \text{ мм}, 0 < Y < 20 \text{ мм}$;

На рис. 2.48 слева представлен спектр времени регистрации сигнала в области близкой к SiPM (область быстрого отклика), а справа — спектр времени регистрации из центральной части исследуемого счетчика, сигнал с которой регистрируется с задержкой.

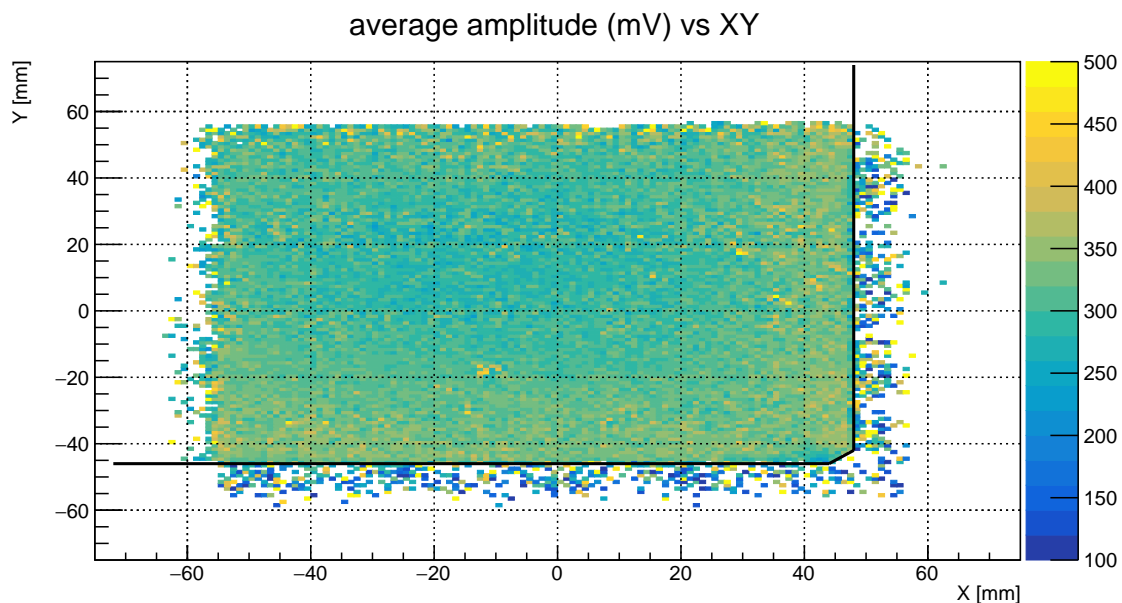


Рисунок 2.46: Зависимость средней амплитуды сигнала (мВ) от координаты проходящей заряженной частицы. Черными линиями отмечены границы чувствительной области счетчика.

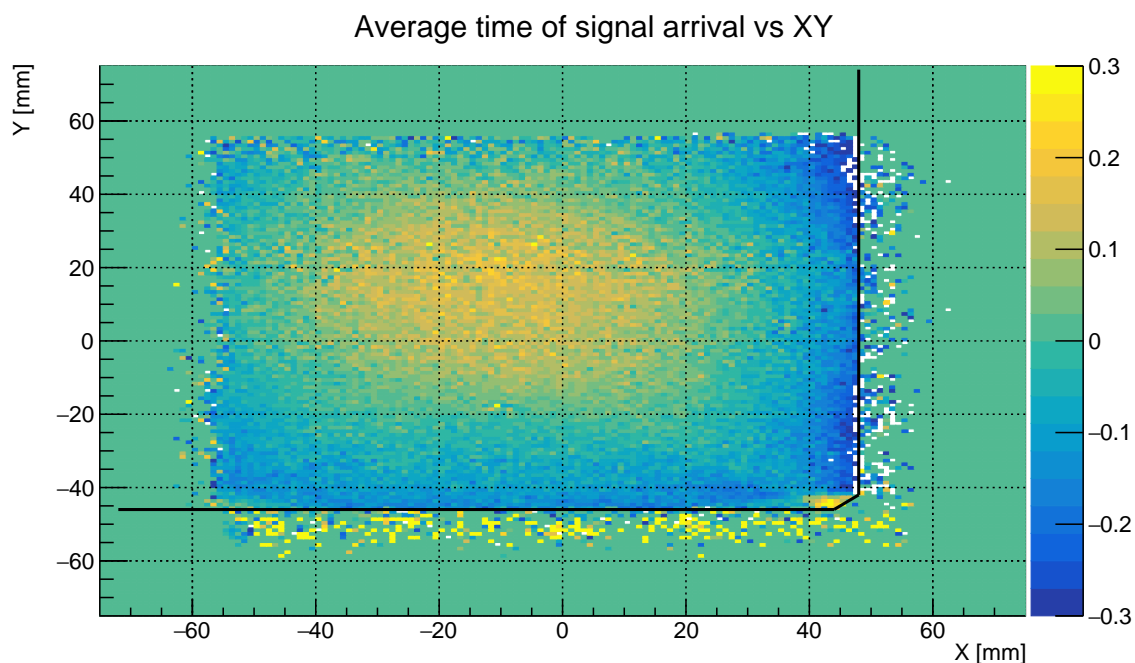


Рисунок 2.47: Зависимость среднего времени регистрации сигнала (нс) от координаты проходящей заряженной частицы. Черными линиями отмечены границы чувствительной области счетчика.

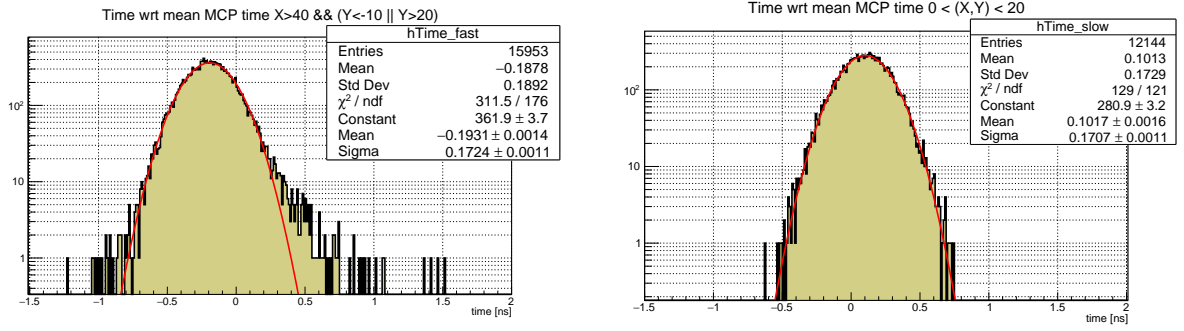


Рисунок 2.48: Распределение времени регистрации сигнала для области быстрого (слева) и задержанного (справа) отклика счетчика на проходящую частицу.

Распределение времени регистрации сигнала от проходящих через счетчик частиц описывается Гауссианом. При локализации интересующих событий в небольшой ($\varnothing 10$ мм) области дисперсия распределения не зависит от координат области локализации и составляет $\sigma = 170 \pm 2$ пс. Максимальный разброс времени регистрации сигнала составляет $\Delta T_{MAX} = 294 \pm 1$ пс.

Для получения временного разрешения, усредненного по всей площади детектора, необходимо проинтегрировать нормальное распределение по среднему значению μ в пределах от $\mu_{FAST} = -193$ пс до $\mu_{SLOW} = 102$ пс. Что эквивалентно

$$\sigma_{AVERAGE} = \sqrt{RMS^2 + \left(\frac{\Delta T_{MAX}}{\sqrt{12}}\right)^2} = (191 \pm 1) \text{ пс} \quad (2.9)$$

§2.8. Заключение к Главе 2

Проведены исследования и разработаны два рабочих варианта сцинтилляционных счетчиков, использующих как прямой светосбор, так и с помощью спектросмещающих волокон.

Вычитывание сигнала WLS — волокнами позволяет достичь 370 ± 10 пс локального временного разрешения с хорошей однородностью как по времени, так и по амплитудам регистрируемых сигналов. Разброс среднего времени регистрации сигнала составляет 400 ± 150 пс и обусловлен длиной вклеенной части волокна. Необходимая минимальная длительность триггерных ворот составляет $\Delta T = 2.0 \pm 0.2$ нс.

Вычитывание сцинтиллятора прямым светосбором позволяет достичь локального временного разрешения в 300 ± 10 пс при использовании среднего времени регистрации сигнала с двух фотоприемников, но имеет существенную зависимость среднего времени регистрации сигнала от координаты проходящей заряженной частицы. Максимальный разброс среднего времени регистрации сигнала составляет $\Delta T = 1.6 \pm 0.2$ нс. Для улучшения однородности временных характеристик при прямом светосборе исследована возможность использования коротких (~ 40 мм) световодов из Плексигласа.

Для годоскопа CHOD реализован вариант светосбора через WLS — волокна, позволяющий при хорошей однородности как по временному разрешению, так и по амплитудным характеристикам, исключить наличие активных элементов (фотоприемников и усилителей) в чувствительной области детектора.

Прямой светосбор с короткими световодами реализован в годоскопе ANTI-0. Размер чувствительной области счетчика составляет $124 \times 124 \times 10$ мм³. Временное разрешение, усредненное по площади, составляет $\sigma = 191 \pm 1$ пс.

Глава 3

Прототип годоскопа CHOD в сеансе 2014

К пилотном сеансу эксперимента NA62 в 2014 году был создан прототип детектора, состоящий из 17 счетчиков, при полном числе необходимых счетчиков равном 152. Представлено описание прототипа детектора и результаты его экспозиции на адронном пучке в экспериментальном зале. Представленные в Главе результаты опубликованы в [55].

§3.1. Описание детектора

Прототип детектора представляет собой половину восьмиугольной мембраны толщиной 3 мм и 17 пластин сцинтиллятора СЦ-301 производства НИЦ «Курчатовский институт — ИФВЭ». Мембрана изготовлена из композитных материалов с медным покрытием (G10). Счетчики закрепляются на мембране с помощью металлических либо пластиковых ремешков через сетку заранее подготовленных отверстий. Каждый счетчик представляет собой сцинтилляционную пластину, просматриваемую WLS — волокнами, вклеенными в канавки прямоугольного сечения. Ширина канавки составляет 1.2 мм, а глубина 1.5 мм. Счетчики сгруппированы в горизонтальные ряды. Ряды закрепляются поочередно на обеих сторонах мембраны.

Схематическое изображение прототипа детектора представлено на рис. 3.1. Зеленым и синим цветами отмечены счетчики с использованием спектросмещающих волокон BCF-92. При этом использованы волокна из разных партий, существенно отличающихся по дате производства. Красным цветом отмечен счетчик с использованием WLS — волокна Y11, а желтым цветом отмечен счетчик с вычитыванием через короткие (250 мм) волокна BCF-92 с перехо-

дом на прозрачные транспортные волокна BCF-98. На рис. 3.2 представлены фотографии детектора на этапе сборки (слева) и в процессе установки в экспериментальном зале (справа).

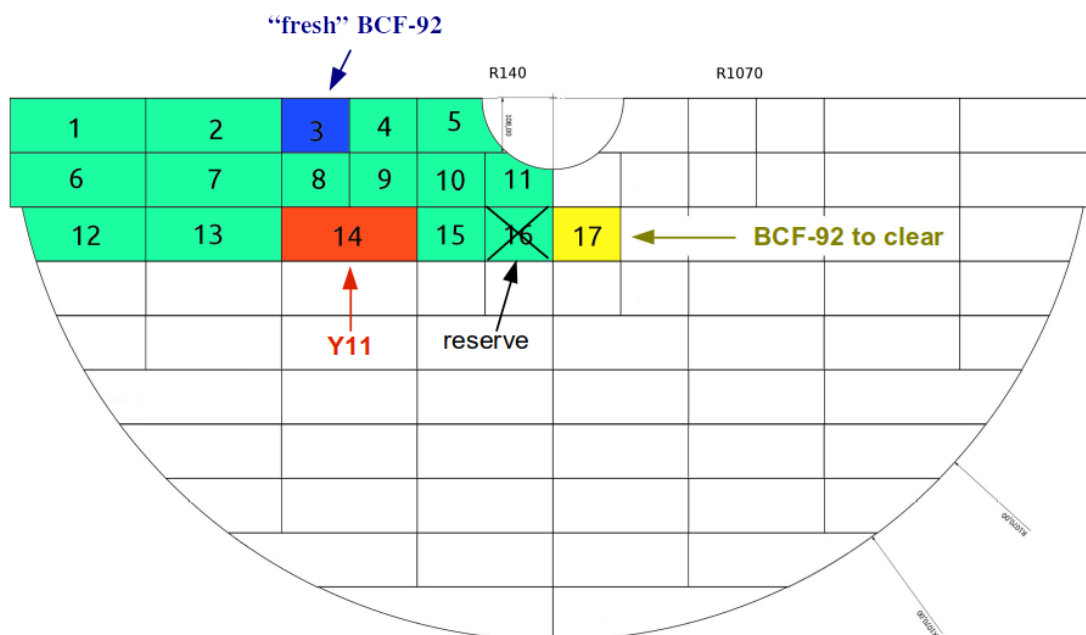


Рисунок 3.1: Схематическое изображение прототипа годоскопа для пилотного сеанса 2014 года. Цветами отмечены счетчики, вычитываемые различными типами спектросмещающих волокон (см текст).

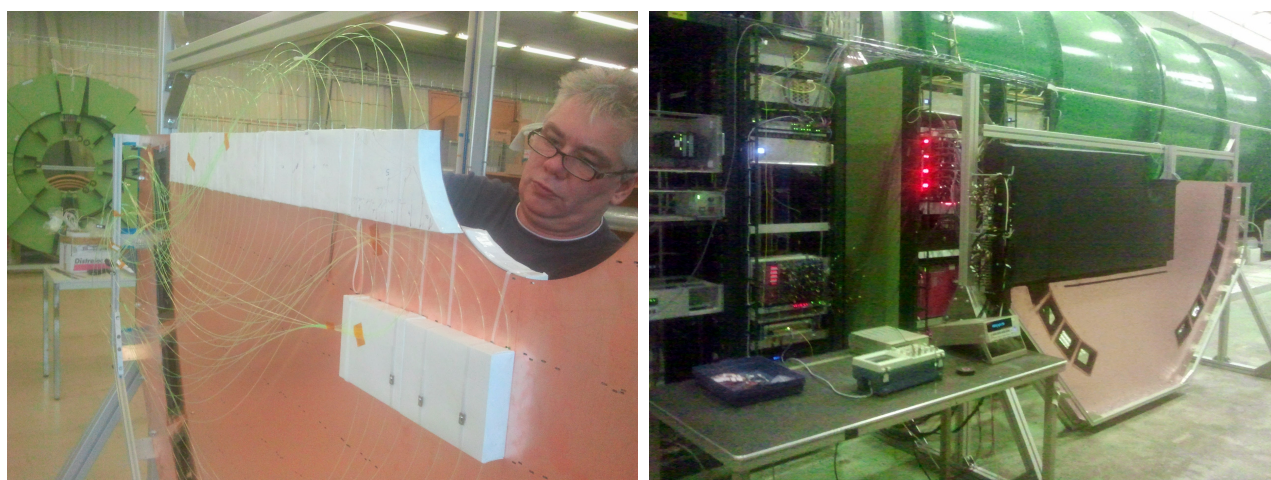


Рисунок 3.2: Фотография этапа сборки прототипа детектора (слева) и процесса установки в экспериментальном зале (справа).

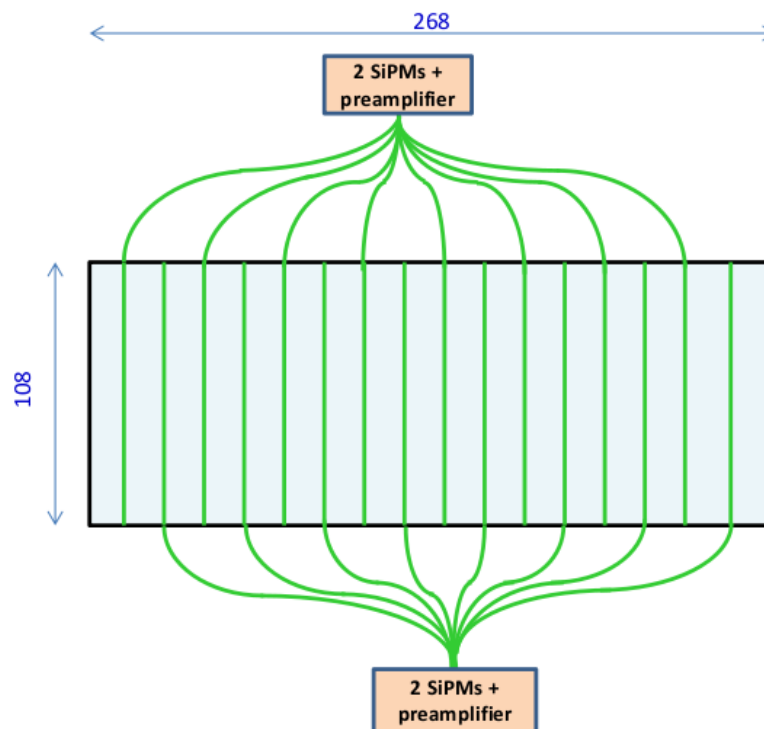


Рисунок 3.3: Схематическое изображение считывания пластины размером $268 \times 108 \times 30$ мм³ двумя группами WLS —волокон.

В детекторе используется два основных набора счетчиков: размером $134 \times 108 \times 30$ мм³ для области с высокой ожидаемой загрузкой и размером $268 \times 108 \times 30$ мм³ для периферии. Крайние счетчики имеют специальную форму с радиусом кривизны $R = 140$ мм для внутренней части вблизи пучковой вакуумной камеры и $R = 1070$ мм для внешних счетчиков, соответствующих аксептансу последней станции вето детектора больших углов LAV12. Каждый счетчик просматривается двумя противоположно направленными группами WLS-волокон. Каждая группа состоит из 4 либо 8 WLS-волокон в зависимости от размера счетчиков. Расстояние между канавками составляет 16.75 мм или 33.5 мм между волокнами из одной группы. Схематическое изображение считывания двумя группами волокон изображено на рис. 3.3.

Для увеличения световыхода сцинтилляционные пластины обернуты в светоотражающий материал Tyvek 1082d. В качестве фотоприемников ис-

пользуются кремниевые фотоумножители SensL MicroFC-30035 с чувствительной областью 3×3 мм². Каждый SiPM вычитывает не более 4 волокон, таким образом для регистрации сигнала с больших пластин, просматриваемых 16 волокнами, используется две группы по 2 кремниевых фотоумножителя.

Прототип детектора был установлен на свое расчетное место, между детектором колец черенковского излучения RICH и последней станцией LAV12.

§3.2. Вычитывающая электроника

Сигнал с предусилителей поступает на двухпороговые дискриминаторы LAV fee [74], вырабатывающие сформированный сигнал при достижении порога как передним, так и задним фронтом входного импульса. Сформированные сигналы регистрируются в ВЦП платах модулей TEL62, являющихся основой системы сбора данных эксперимента NA62. Таким образом, на каждый входной импульс с детектора в ВЦП регистрируется до четырех времен. В качестве оценки амплитуды сигнала используется значение времени над порогом (Time over threshold), что позволяет вводить поправки для компенсации walk-эффекта.

На рис. 3.4 представлена частота срабатывания дискриминатора от темнового шума как функция от выбранного порога с шагом 1 мВ. Красным и зеленым цветами представлены зависимости для кремниевых фотоумножителей с больших и малых пластин соответственно. Синим цветом представлена зависимость для ФЭУ R7400-U03. Можно заметить характерную особенность кремниевых фотоумножителей — скорость счета шумов снижается ступенчато, где каждое плато соответствует фиксированному числу сработавших ячеек (пикселей). Ширина плато составляет 7.5 мВ (красная — большая пластина) и 5 мВ (зеленая — малая пластина), что соответствует амплитуде однофотозлектронного сигнала. Различие обусловлено разной суммарной ем-

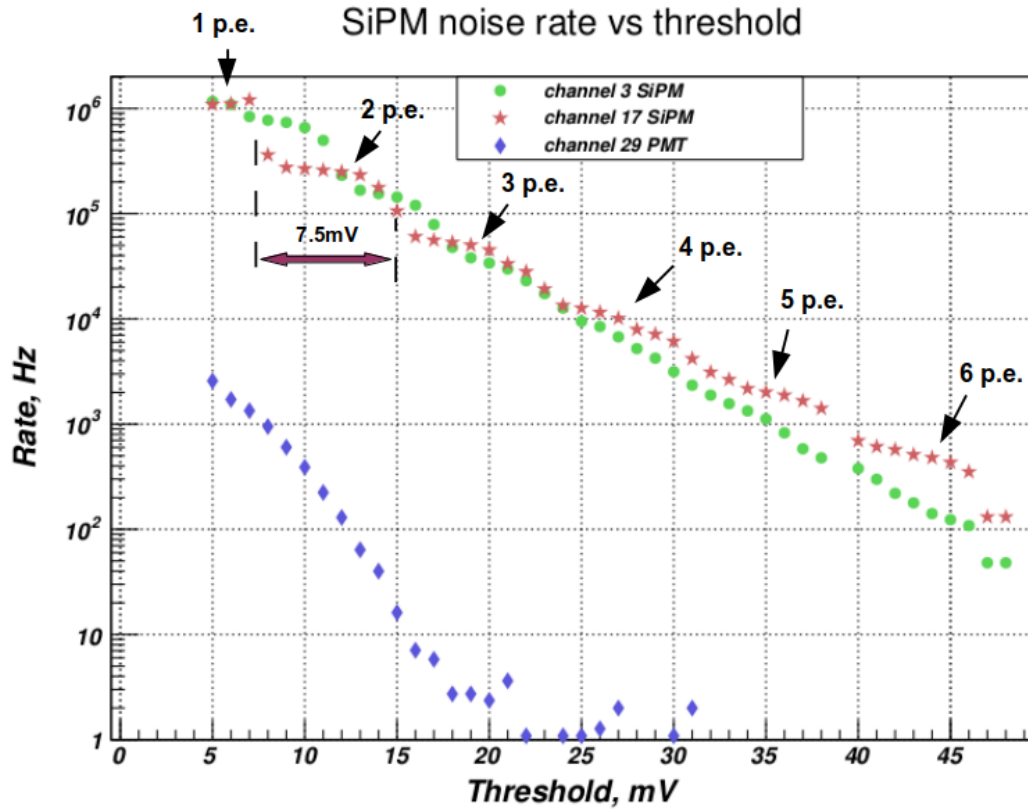


Рисунок 3.4: Скорость счета темнового шума как функция порога дискриминатора для кремниевых фотоумножителей (зеленые и красные) и ФЭУ R7400-U03 (синии ромбики).

костью на входе предусилителя при использовании одного или двух SiPM. На распределении также представлены характерные метки в числе фотоэлектронов для красной кривой. Как можно заметить, скорость счета шумов снижается в ~ 5 раз с увеличением порога на 1 фотоэлектрон. При достижении порога в $6 \div 7$ ф.э. скорость счета шумов снижается до уровня $10^2 \div 10^3$ Гц, что является приемлемым уровнем для эксперимента.

§3.3. Экспозиция на пучке

Для исследования характеристик прототипа детектора используются наборы данных, набранные как на адронном пучке с интенсивностью $1 \div 2\%$

от номинальных 750 МГц, так и на прямом мюонном пучке с выключенным спектрометрическим магнитом MNP33. Триггерным сигналом для системы сбора данных служит сигнал с детектора NA48 CHOD (наличие совпадения квадрантов для X и Y плоскостей).

Распределение координат (x,y) проходящих заряженных частиц, восстановленных трековой системой и экстраполированных на плоскость исследуемого прототипа, при наличии сигнала от детектора представлено на рис. 3.5 (слева). Жирная черная кривая соответствует границе крайних счетчиков, а тонкая черная линия служит для демонстрации аксептанса (внутреннего радиуса) последней станции фотонного вето LAV12. Красные прямоугольные области характеризуют выбранные зоны для анализа временных и амплитудных характеристик отдельного счетчика. Область, покрываемая последней станцией LAV12 не использовалась в анализе. Аналогичное распределение, но при условии отсутствия сигнала в исследуемом детекторе представлено на рис. 3.5 (справа). На обоих распределениях хорошо просматривается две области с пониженной эффективностью:

- $0 < x < 135$ мм, $-630 < y < -520$ мм — соответствует счетчику, вычитываемому фотоумножителем R7400-U03, средняя амплитуда сигнала с которого значительно ниже рабочего диапазона дискриминаторов.
- $135 < x < 270$ мм, $-520 < y < -410$ мм — запасной счетчик, который был подключен к системе сбора данных в отдельных измерениях ввиду ограничения в 32 доступных вычитываемых канала электроники.

§3.4. Эффективность и световыход счетчиков

Эффективность счетчиков определяется как отношение числа событий с наличием регистрируемого электроникой отклика фотоприемника в диапа-

зоне ± 5 нс от триггера к общему числу событий. При этом требуется наличие экстраполированного трека заряженной частицы в центральной части счетчика (область, выделенная красными прямоугольниками на рис. 3.5).

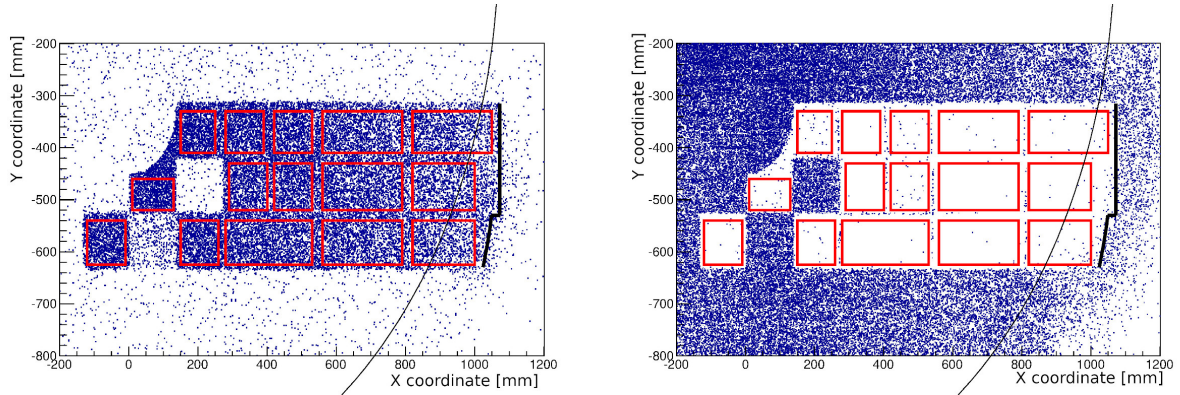


Рисунок 3.5: Распределение координат (X, Y) заряженных частиц, реконструированных трековой системой и экстраполированных на плоскость CHOD, при наличии (слева) и отсутствии (справа) сигнала.

Эффективность счетчиков составляет более 99% при работе с порогами до 30 мВ (4÷6 ф.э.) для всех типов и длин волокон. Характерная зависимость эффективности работы счетчика от порога представлена на рис. 3.6 (слева) и может быть описана функцией Ферми:

$$f(x) = \frac{p_0}{1 + e^{\frac{(x-p_1)}{p_2}}}, \quad (3.1)$$

где параметр p_0 — среднее значение эффективности при работе с низким порогом, p_1 — характеризует среднюю амплитуду сигнала (пропорциональную световыходу), а параметр p_2 отвечает за размытие, определяемое разбросом амплитуд.

Наблюдается строгая зависимость амплитуды сигнала от длины спектросмещающих волокон. Средние амплитуды сигналов, восстановленные по зависимостям эффективности срабатывания счетчика от выбранного порога дискриминатора, могут быть представлены в виде зависимости амплитуды сигнала от длины спектросмещающего волокна (рис. 3.6 справа). Счетчик

с самыми длинными волокнами (2500 мм) соответствует конфигурации с использованием перехода коротких спектросмещающих волокон BCF-92 длиной 250 мм на прозрачные транспортные волокна BCF-98 длиной 2250 мм.

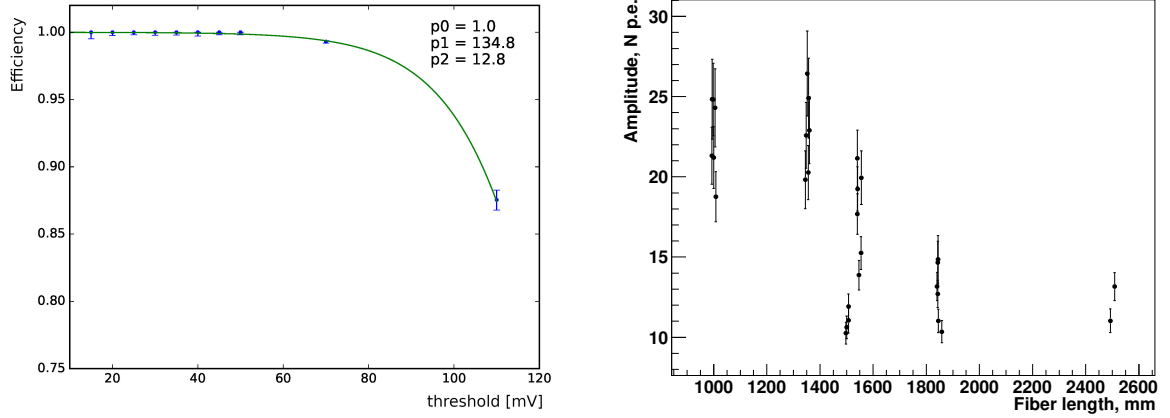


Рисунок 3.6: Зависимость эффективности срабатывания счетчика от выбранного порога дискриминатора (слева) и зависимость средней амплитуды сигнала от длины WLS — волокна (справа).

§3.5. Временное разрешение

Для измерения временных характеристик используются данные экспозиции на адронном пучке с реконструированным распадом $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. В качестве времязадающего детектора используется сигнал черенковского дифференциального счетчика КТАГ, используемого для идентификации пучкового каона, с собственным временным разрешением ≈ 100 пс.

Сигнал с исследуемых счетчиков поступает на двухпороговый формирователь. Нижний порог дискриминатора устанавливается на уровне 20 мВ, что соответствует амплитуде сигнала от 3 ф.э., а верхний, необходимый для компенсации walk-эффекта, настраивается на 40 мВ (6 ф.э.). На рис. 3.7 представлены временные разрешения, полученные при использовании среднего времени прихода сигнала с двух групп волокон как без учета коррекции вре-

мени от амплитуды (черные метки), так и с учетом компенсации walk-эффекта (фиолетовые метки).

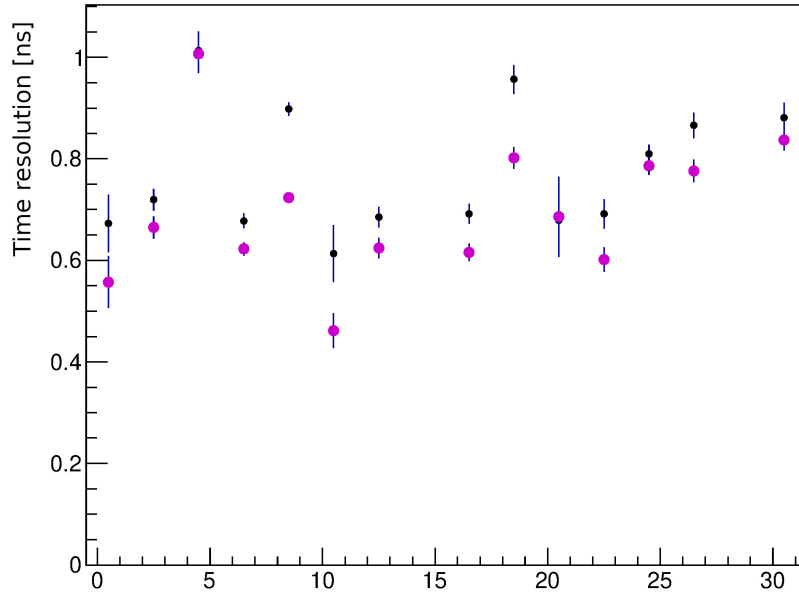


Рисунок 3.7: Временное разрешение для разных каналов, полученные при использовании среднего времени прихода сигнала с двух групп волокон без учета коррекции времени от амплитуды (черные метки) и с учетом компенсации walk-эффекта (фиолетовые метки).

Наблюдаемый сильный разброс результатов для разных счетчиков связан с рядом факторов: недостаточно хорошая обработка поверхности сцинтиллятора (пластины сделаны без достаточной полировки поверхности), хрупкость волокон типа BCF-92, которая наряду со сложностью монтажа пластин алюминиевыми стяжками и выводом двух групп волокон в противоположные стороны приводит к повреждению волокон на стадии сборки детектора.

Лучшее временное разрешения получено при использовании самых коротких (1000 мм) WLS —волокон BCF-92 и составляет 460 ± 30 пс со средней амплитудой сигнала 25 ± 3 ф.э. Наихудшие результаты с временным разрешением 1010 ± 40 пс получены также с использованием волокон типа BCF-92

и обусловлены возможным повреждением волокон на стадии сборки, транспортировки либо монтажа детектора. Каналы 24 и 25, вычитываемые через волокна Y11, работают с временным разрешением 810 ± 20 пс.

§3.6. Заключение к Главе 3

Регистрация сигнала с помощью спектросмещающих волокон позволяет создать детектор, удовлетворяющий требованиям эксперимента NA62. Использование спектросмещающих волокон BCF-92 позволяет достичь лучшего временного разрешения (460 ± 30 пс при длине волокон 1000 мм), однако наблюдается сильная зависимость временного разрешения от длины волокна. Альтернативным вариантом спектросмещающих волокон является Y11.

Выявлен ряд технологических недостатки конструкции, требующих доработки при создании полномасштабного детектора, а именно:

для увеличения регистрируемого света необходимо обеспечение зеркальной полировки поверхности сцинтиллятора;

для устранения возможного смещения счетчиков крепление к центральной мембране должно осуществляться хомутами из нержавеющей стали.

Также, в ходе демонтажа было выявлено несколько счетчиков с поврежденными волокнами. Поэтому, вывод обеих групп спектросмещающих волокон должен осуществляется в одну сторону, что ценой небольшого ухудшения временного разрешения, позволяет обеспечить сохранность всех спектросмещающих волокон на стадиях монтажа, транспортировки и установки детектора. Тип спектросмещающих волокон заменен на Y11 type S, которые обладают меньшей прозрачностью по сравнению с классическими волокнами Y11, но благодаря гибкости волокон, позволяют исключить возможные повреждения при сборке, транспортировке и монтаже детектора.

Глава 4

Годоскоп CHOD в сеансах 2016 — 18 гг.

В Главе представлено описание характеристик детектора CHOD и эффективность его работы в сеансе по набору данных 2016 — 18 гг. Представленные в Главе результаты опубликованы в работе [58].

§4.1. Работа в сеансе

На рис. 4.1 представлен экран системы управления сбором данных. В колонке слева (“Primitives counts”) представлено количество регистрируемых триггерных решений с каждого детектора за 1 цикл сброса длительностью 3.5 с. Для годоскопов MUV3 и CHOD количество триггерных решений составляет $\sim 4 \cdot 10^7$, а общее количество записываемых событий за сброс составляет $2.7 \cdot 10^5$.

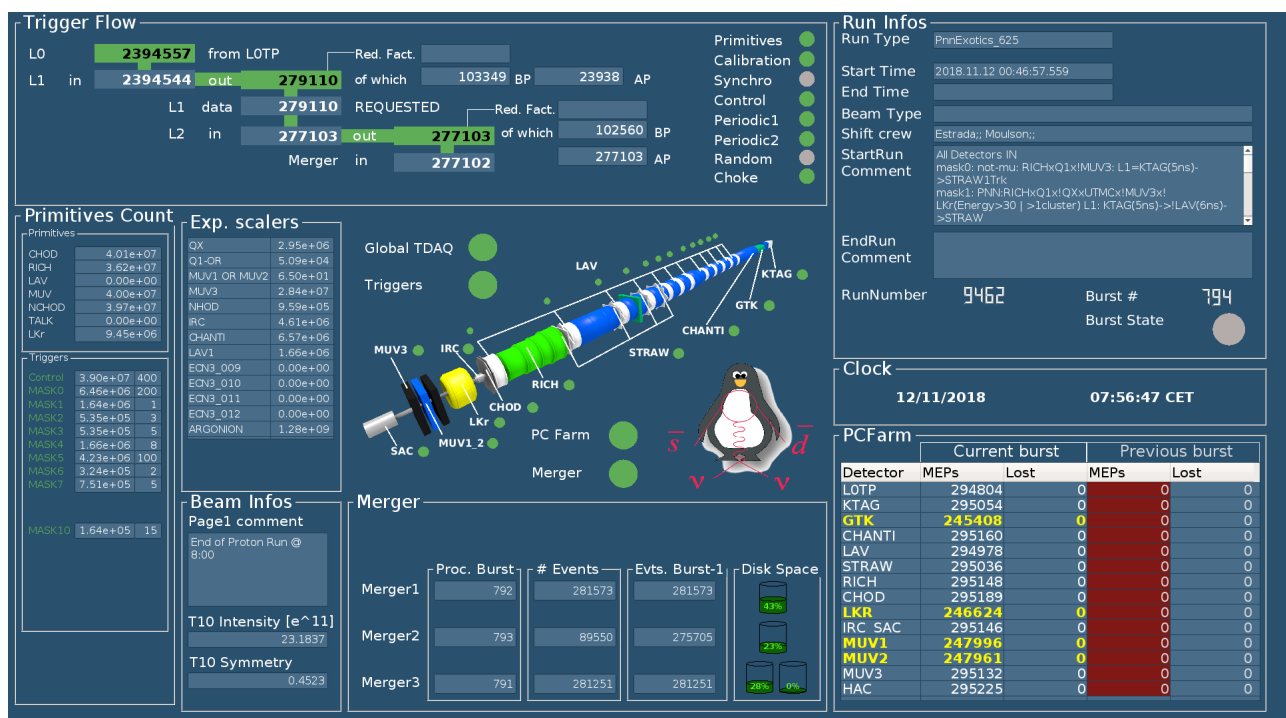


Рисунок 4.1: Снимок экрана системы управления сбором данных.

Для проведения исследований характеристик и онлайн мониторинга стабильности работы детектора используются данные с контрольным триггером (Control trigger) — триггер основанный на сигнале только одного детектора — годоскопа NA48 CHOD, не используемого для выработки физических триггерных решений.

§4.2. Пороги дискриминатора

Для выбора оптимального значения порога дискриминатора используется шумовая характеристика каждого канала детектора. На рис. 4.2 представлена зависимость скорости счета темнового шума отдельного канала от установленного порога дискриминатора в условных единицах DAC ($1DAC = 255 - V_{Tr}$, где V_{Tr} — значение порога в мВ) для разных значений напряжения питания кремниевых фотоумножителей. Пробойное напряжение $V_{br} = 24.5$ В.

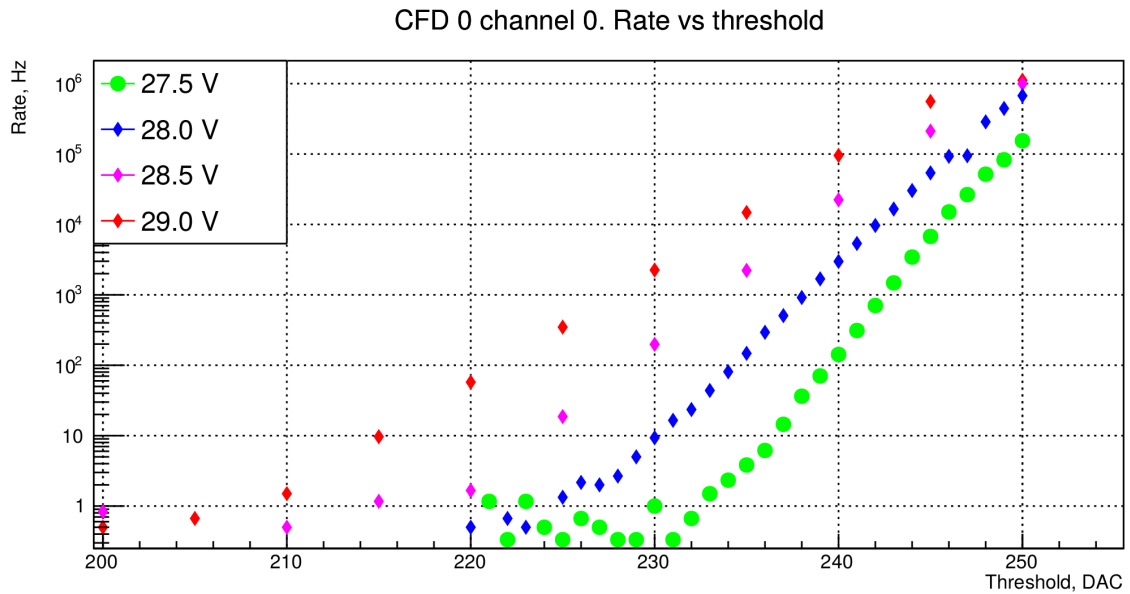


Рисунок 4.2: Зависимость скорости счета темнового шума от порога дискриминатора для разных значений напряжения питания.

На протяжении сеанса использовалось два значения напряжения питания: 29 В и порог 220 DAC, соответствующий 35 мВ (7 ф.э.) и 27.5 В, с

порогом 235-237 DAQ, или 18-20 мВ ($4 \div 5$ ф.э.) соответственно. Переход на более низкое напряжение был связан со значительным увеличением темнового тока в 2018 году, что, видимо, связано с радиационными повреждениями SiPM.

§4.3. Отбор событий

Для исследования характеристик детектора используются реконструированные положительно заряженные мюоны из распада $K_{\mu 2}$ ($K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$). Основное преимущество этого распада заключается в одной заряженной частице в конечном состоянии, которая идентифицируется детекторами стоящими ниже по пучку (MUV3), а также использование дифференциального черенковского счетчика KTAG для определения временной метки.

Для исследования временных характеристик отдельных счетчиков используются следующие критерии отбора:

- событие с контрольным триггером;
- одна пучковая частица идентифицирована как каон;
- один реконструированный спектрометром вторичный трек;
- срабатывание ассоциированной с треком ячейки годоскопа MUV3;
- энерговыделение в калориметре: $E/p < 0.2$;
- квадрат недостающей массы $m_{miss}^2 \leq 0.015$ (ГэВ/ c^2).

§4.4. Временное разрешение

Характерный спектр времени регистрации сигнала одного из счетчиков годоскопа относительно дифференциального черенковского счетчика КТАГ, идентифицирующего пучковый каон представлено на рис. 4.3 слева. Распределение описывается Гауссианом с дисперсией $\sigma = 0.77 \pm 0.01$ нс.

Временное разрешение каждого счетчика в соответствии с его расположением представлено на рис. 4.3 справа.

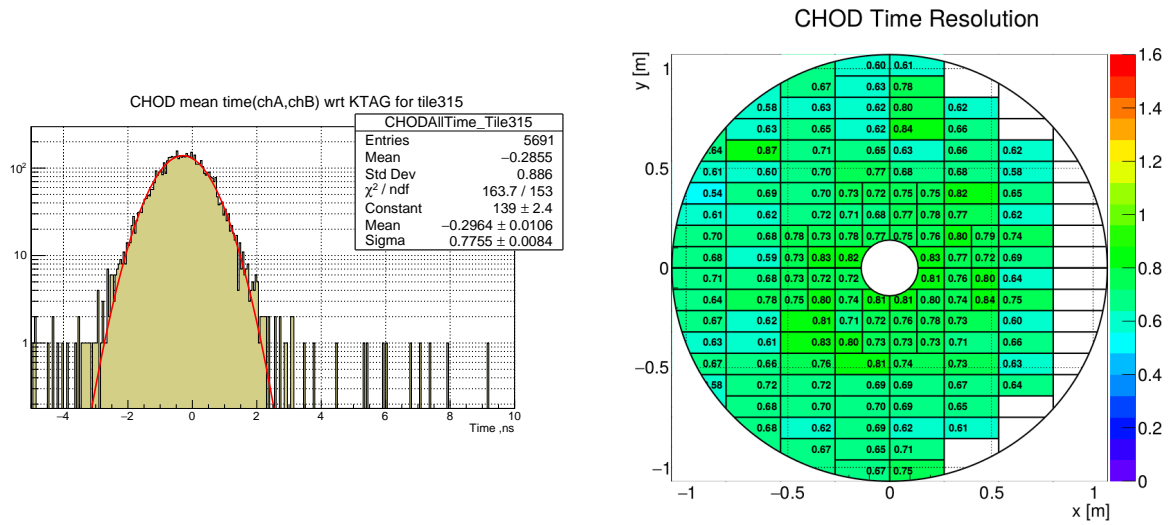


Рисунок 4.3: Спектр времени регистрации сигнала (среднее время двух каналов) для одного счетчика относительно КТАГ (слева). Красная линия — фит Гауссианом. Временное разрешение (нс) отдельных счетчиков годоскопа CHOD в зависимости от их расположения (справа).

§4.5. Эффективность регистрации

Реконструированные координаты положительно заряженных мюонов экстраполируются на плоскость годоскопа CHOD. Типичная зависимость эффективности регистрации заряженных частиц от координат (X, Y) для одного выделенного счетчика годоскопа представлена на рис. 4.4.

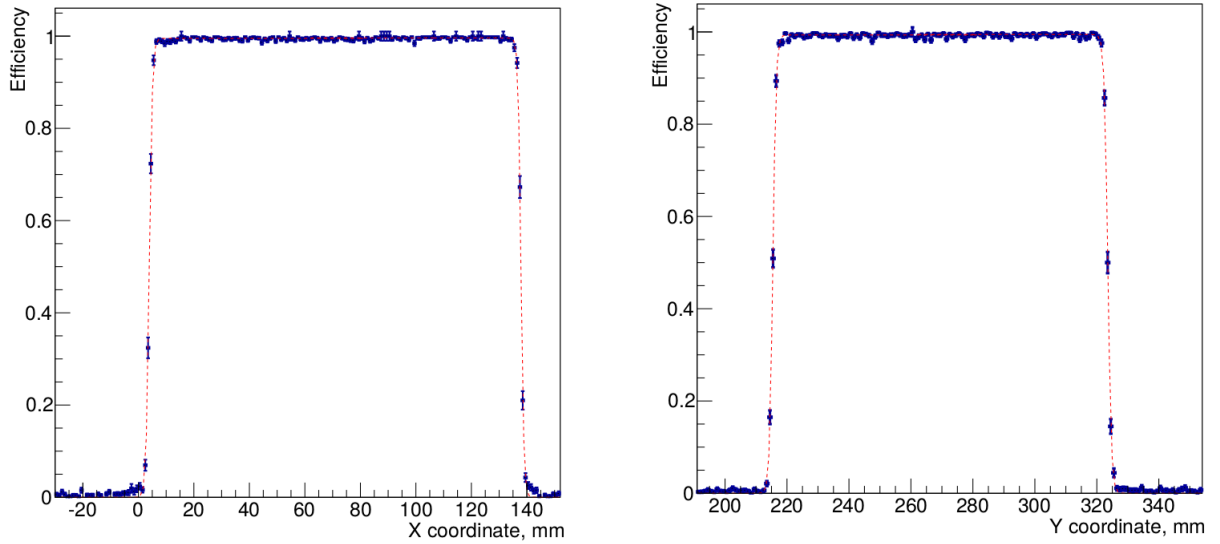


Рисунок 4.4: Эффективность регистрации от координаты трека, экстраполированного на плоскость годоскопа. Слева — для X координаты, справа — для Y координаты. Пунктирная красная линия — фит двумя функциями Ферми.

Пунктирная красная линия соответствует фиту функциями Ферми. Эффективность на плато, полученная в качестве одного из параметров функции Ферми составляет $(99.5 \pm 0.1)\%$. Приняв за эффективный край счетчика координату половинной эффективности (уровень эффективности = 0.5 от значения на плато), можно получить эффективные размеры счетчиков. Так, эффективный размер счетчика №112, представленного на рис. 4.4, составляет $\Delta X = (133.96 \pm 0.05)$ мм и $\Delta Y = (108.11 \pm 0.05)$ мм. Указанные ошибки получены в качестве ошибки фита и не включают ошибки спектрометра. Физические размеры счетчика 133.75×108 мм².

Используя реконструированные данные распада $K_{\mu 2}$ можно вычислить усредненную по всей площади детектора неэффективность как отношение числа событий без сработавших ячеек к общему числу событий. Гистограмма с числом сработавших ячеек (в интервале ± 4 нс от КТАГ) на одно реконструированное событие представлено на рис. 4.5.

Эффективность годоскопа, усредненная по всей чувствительной площа-

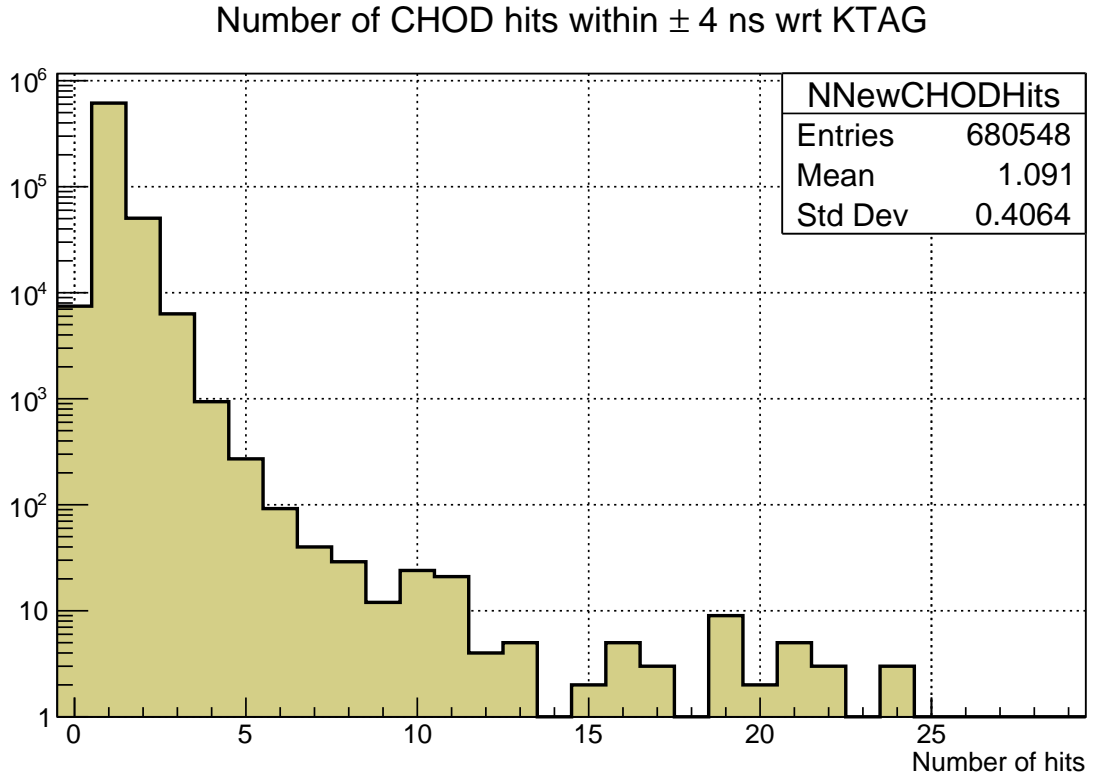


Рисунок 4.5: Число сработавших ячеек годоскопа на одно событие в интервале ± 4 нс от KTAG.

ди детектора ($\sim 3.5 \text{ м}^2$), составляет $(98.9 \pm 0.1)\%$, что удовлетворяет требованию эксперимента.

§4.6. Области пониженной эффективности детектора

Для детального исследования зависимости эффективности работы детектора от координаты проходящей частицы на рис. 4.6 представлено распределение координат мюонов из распадов $K_{\mu 2}$, экстраполированных на плоскость годоскопа CHOD, при условии отсутствия сигнала в детекторе CHOD.

Можно заметить вертикальные и одну горизонтальную область неэффективности. Вертикальные области соответствуют границам между соседними счетчиками годоскопа, в то время как горизонтальная линия совпадает

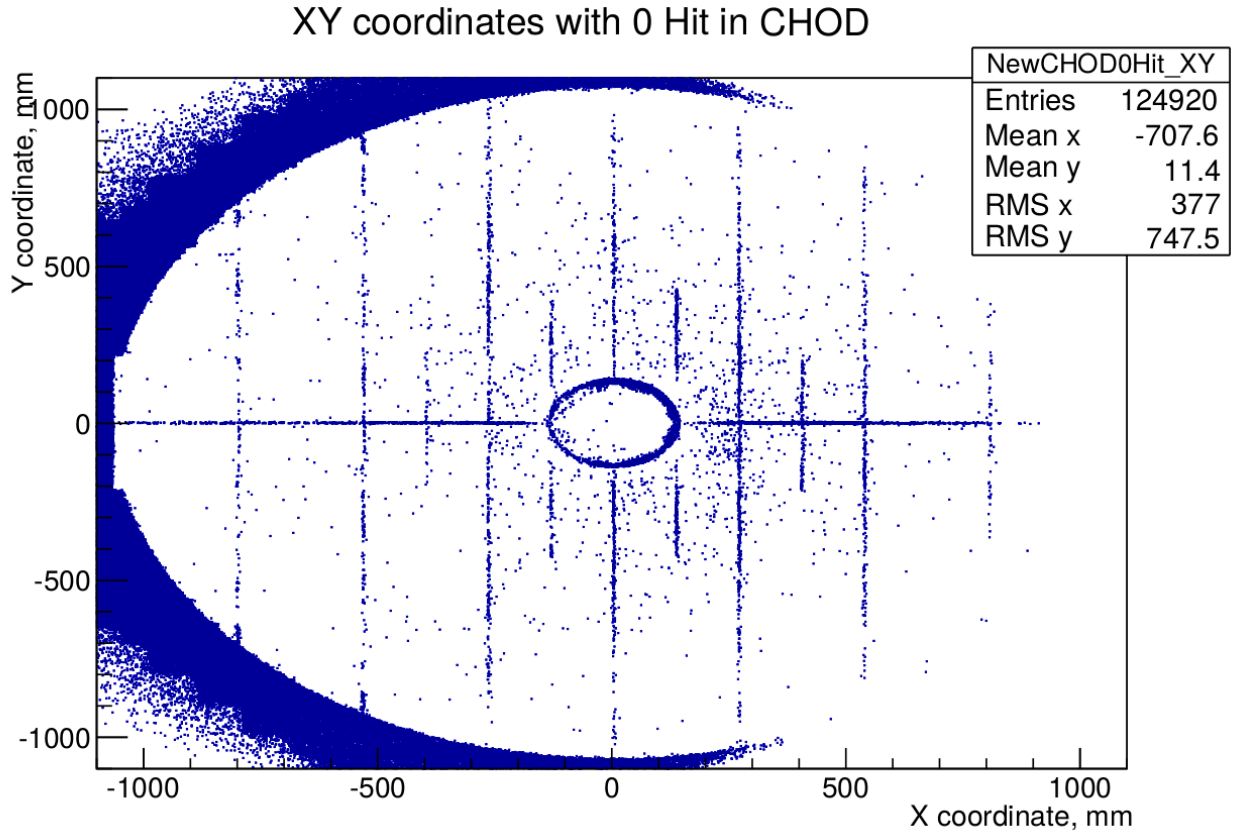


Рисунок 4.6: Распределение X, Y координат треков мюонов, экстраполированных на плоскость годоскопа, при условии отсутствия сигнала в годоскопе в интервале ± 4 нс от КТАГ

с границей двух половин детектора.

Вертикальные области неэффективности связаны с меньшим средним значением амплитуды на краях счетчиков. Для проверки этой гипотезы на рис. 4.7 представлена зависимость эффективности детектора от координаты X для центральной по оси Y части детектора. Уровень 50% эффективности соответствует координате $X = -1067$ мм, что согласуется с положением центра детектора ($X = 3.5$ мм) и суммарным размером четырех стандартных счетчиков $267.5 \times 4 = 1070$ мм.

На рис. 4.8 представлено распределение координат (X,Y) мюона из реконструированного распада $K_{\mu 2}$, экстраполированного на плоскость детектора CHOD (слева) и проекция распределения на ось Y (справа).

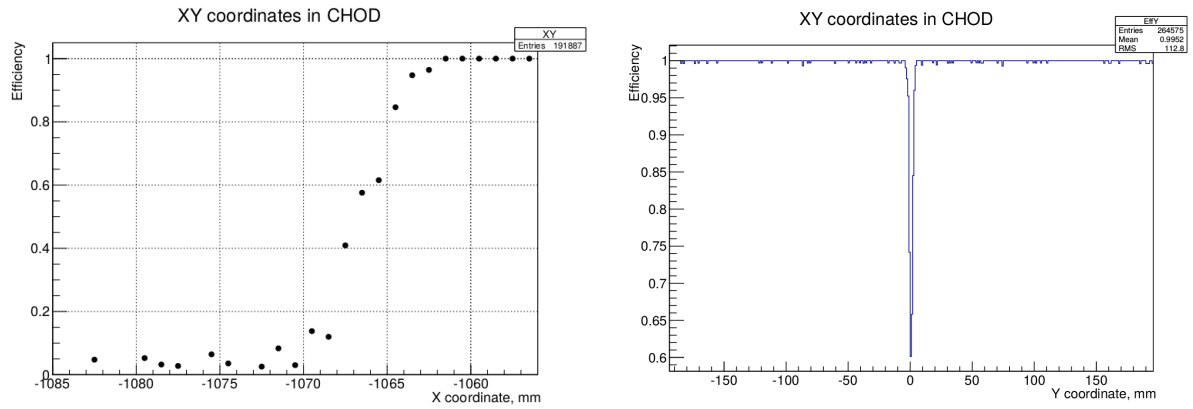


Рисунок 4.7: Эффективность регистрации частиц годоскопом CHOD в зависимости от координат X (слева) и Y (справа).

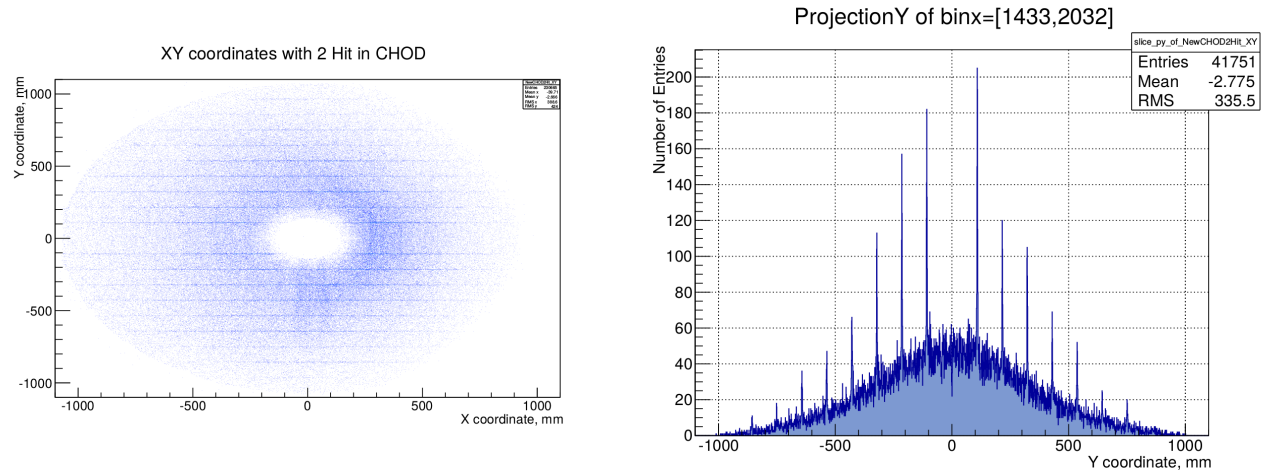


Рисунок 4.8: Распределение координат реконструированного мюона из распада $K_{\mu 2}$, экстраполированного в плоскость детектора CHOD, при условии наличия двух и более откликов в детекторе CHOD.

Пики в распределении по вертикальной координате Y, расположенные с шагом 107 мм (за исключением центральной области в окрестностях $Y = 0$) обусловлены проектным пересечением смежных рядов счетчиков. Отсутствие двойных срабатываний в центральной области детектора объясняется увеличенным технологическим зазором между двумя половинами детектора.

На рис. 4.7 справа представлена неэффективность детектора CHOD в зависимости от Y координаты. Эффективный размер зазора, определяемый

как дисперсия Гауссиана, составляет $\sigma = 1.2$ мм. Максимум неэффективности в области сопряжения половин детектора достигает 40%.

§4.7. Результаты сеанса 2016 — 2018 гг.

Благодаря успешной работе всех подсистем в ходе первого сеанса была набрана существенная статистика распадов каонов с триггером на $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. Ниже представлены предварительные результаты данных 2018 г. и результаты всего первого сеанса. Отдельные анализы данных 2016 г. и 2017 г. были опубликованы в работах [105], [106], а данные 2018 г. представлены на конференции ICHEP-20 [107].

Отбираются события, в которых реконструирован положительно-заряженный трек, и координаты экстраполяции на плоскость следующих детекторов соответствуют их чувствительной области: RICH, CHOD, калориметра LKr, и системы мюонного вето MUV1, MUV2 и MUV3. Пучковый каон идентифицируется KTAG и ассоциируется по времени с сигналом от положительного пиона в RICH в пределах 2 нс. Совпадающий с KTAG в пределах 0.6 нс сигнал от пучкового спектрометра GTK ассоциируется с пучковым каоном. Пересечение треков K^+ и π^+ определяет вершину распада. Требуется отсутствие сигнала в охранном счетчике CHANTI.

Анализ ограничен диапазоном импульсов вторичного пиона $15 \div 35$ ГэВ/с, что в случае фонового распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ гарантирует 40 ГэВ/с² энергию π^0 , а также оптимальный режим RICH для идентификации вторичной частицы (пион, мюон). Система Вето-детекторов фотонов обеспечивает подавление фонового распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$. Требуется отсутствие активности в калориметре LKr дальше 100 мм от координаты экстраполированного трека пиона на плоскость калориметра, отсутствие дополнительных сигналов в CHOD и дополнительных треков в спектрометре STRAW, идущих к реконструирован-

ной вершине распада, отсутствие сигналов в HASC и MUV0. Перечисленные критерии позволяют получить подавление $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ на уровне 2.5×10^{-8} , которое мониторируется по контрольной для распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ области.

Вводится дополнительный критерий отбора («box cut») по координате трека, экстраполированного на плоскость последнего коллиматора (рис. 4.15), для подавления вклада от случайного совпадения по времени сигналов от заряженного пиона (образованного от распада каона в голове канала или в результате взаимодействия с веществом пучкового спектрометра GTK) с другой пучковой частицей, зарегистрированной спектрометром GTK.

На рис.4.9 представлено распределение недостающей массы от импульса вторичной частицы, идентифицированной как положительный пион. Красным цветом выделена область для поиска сигнальных событий, синим — области для контроля уровня фоновых распадов.

На рис. 4.10 представлено распределение недостающей массы от импульса пиона для данных 2018 года. Рядом с каждой контрольной областью указано количество реконструированных и ожидаемых (в скобках) событий.

Общее количество распадов каонов вычисляется по числу событий распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, удовлетворяющих критерию отбора $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ (исключая вето на фотоны) и попадающих в диапазон для распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ по недостающей массе (см. рис. 4.9).

В табл. 4.1 представлено общее количество распадов в зоне установки (N_K), аксептанс ($A_{\pi\nu\nu}$), эффективности триггера (ϵ_{trig}) и случайного вето ϵ_{RV} . Данные 2018/2 набраны с новым коллиматором, что позволило ослабить критерии отбора и работать с номинальной интенсивностью.

Оценка ожидаемого числа фоновых событий в данных 2018 года представлена в таблице 4.2.

На рис. 4.11 представлено распределение событий по недостающей массе (интегральное по всему импульсному спектру пиона $15 \div 35$ ГэВ/с), а на

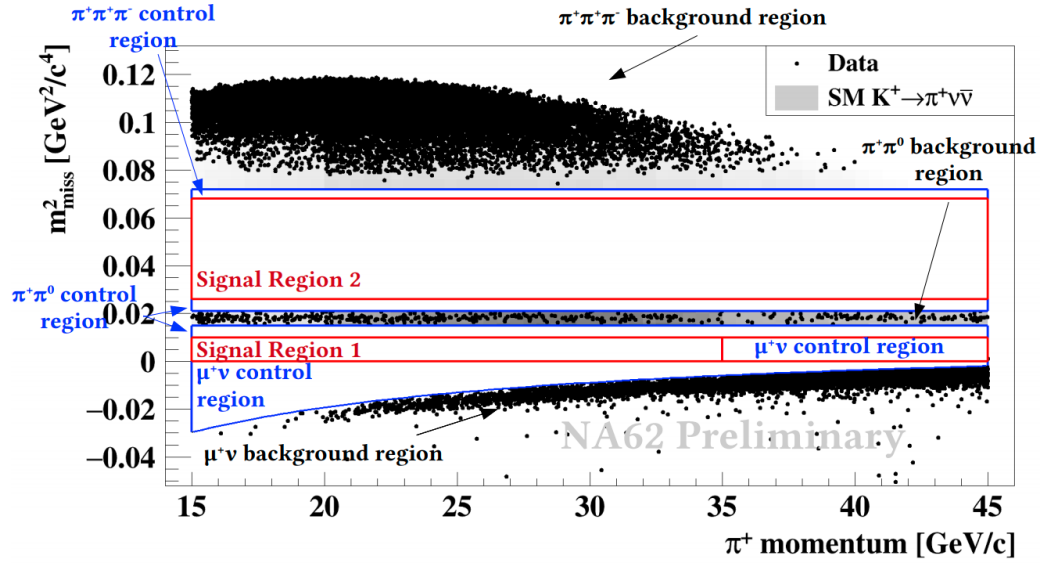


Рисунок 4.9: Распределение недостающей массы от импульса вторичной частицы, идентифицированной как пион. Красным цветом выделена область поиска сигнальных событий; синим цветом — область для контроля фоновых распадов.

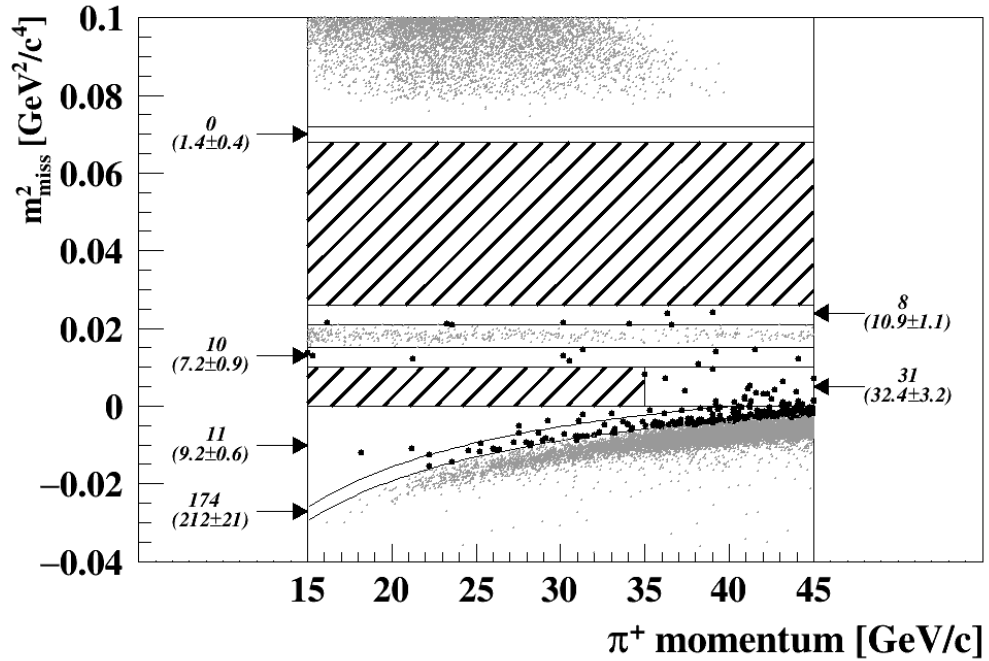


Рисунок 4.10: Распределение недостающей массы от импульса вторичной частицы, идентифицированной как пион. Сигнальная область закрыта, контрольные области открыты.

Таблица 4.1: Данные набранные с триггером на $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ за первый сеанс.

	2016	2017	2018/1	2018/2
$N_K, 10^{12}$	1.2 ± 0.02	1.5 ± 0.2	0.8 ± 0.1	1.9 ± 0.2
$A_{\pi\nu\nu}$	$(4.0 \pm 0.1)\%$	$(3.0 \pm 0.3)\%$	$(4.0 \pm 0.4)\%$	$(6.4 \pm 0.6)\%$
ϵ_{RV}	0.76 ± 0.04	0.64 ± 0.01	0.66 ± 0.01	0.66 ± 0.01
ϵ_{trig}	0.87 ± 0.02	0.87 ± 0.03	0.88 ± 0.04	0.88 ± 0.04
$N_{\pi\nu\nu}^{exp}(SM)$	0.267 ± 0.038	2.16 ± 0.29	1.56 ± 0.21	6.02 ± 0.82

Таблица 4.2: Ожидаемое число событий распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ (в рамках СМ) и ожидаемое число фоновых событий в данных 2018 года

Распад	Число событий
$K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ (SM)	$7.58(40)_{syst}$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0(\gamma)$	$0.75(4)$
$K^+ \rightarrow \mu \nu(\gamma)$	$0.49(5)$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ \nu$	$0.50(11)$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$0.24(8)$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \gamma \gamma$	< 0.01
$K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ \nu$	< 0.001
Upstream	$3.30^{+0.98}_{-0.73}$
Total background	$5.28^{+0.99}_{-0.74}$

рис. 4.12 представлена корреляция распределений по недостающей массе и импульсу после открытия сигнальных областей.

Интегрально за первый сеанс 2016 — 2018 гг. зарегистрировано 20 событий, идентифицированных как распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, при ожидаемом уровне фона 7 событий. Из которых в 2018 году зарегистрировано 13 событий при фоне 5.28.

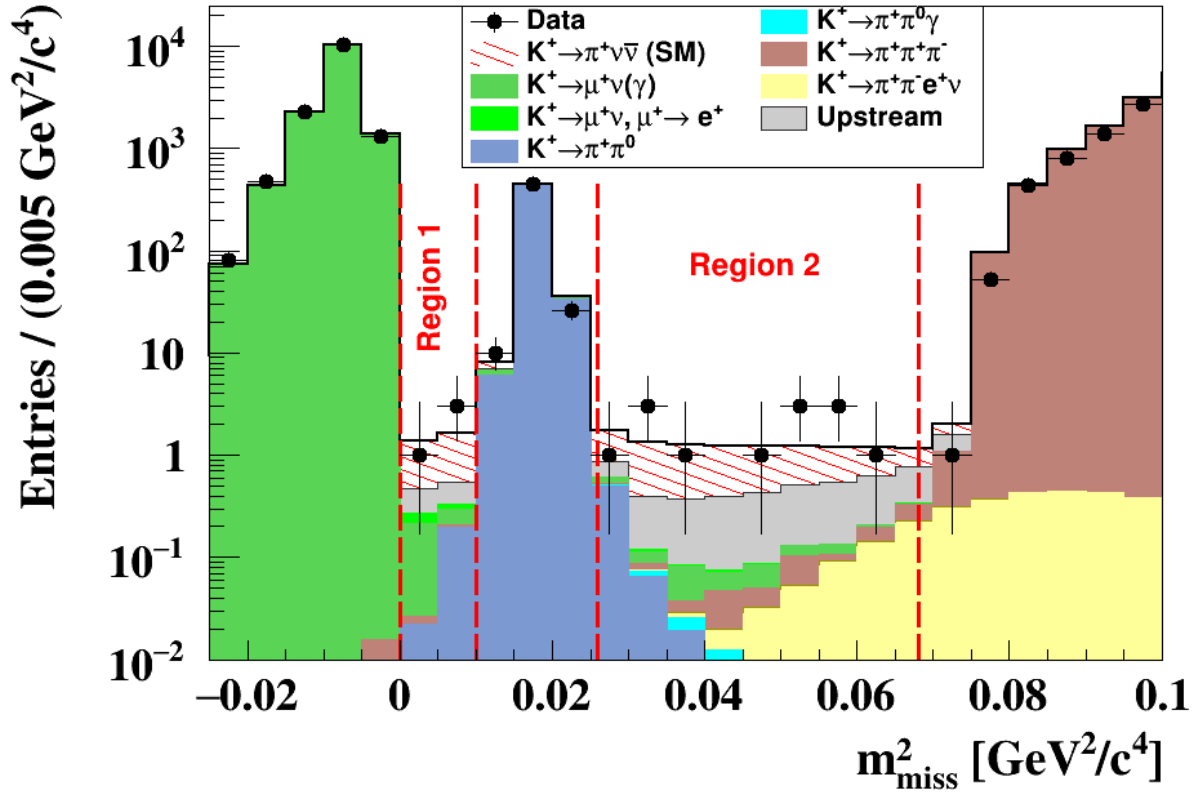


Рисунок 4.11: Распределение событий по недостающей массе для диапазона импульсов $15 \div 45$ ГэВ/с на данных 2018 года. Цветами отмечены вклады разных фоновых распадов. Экспериментальные данные отмечены черным.

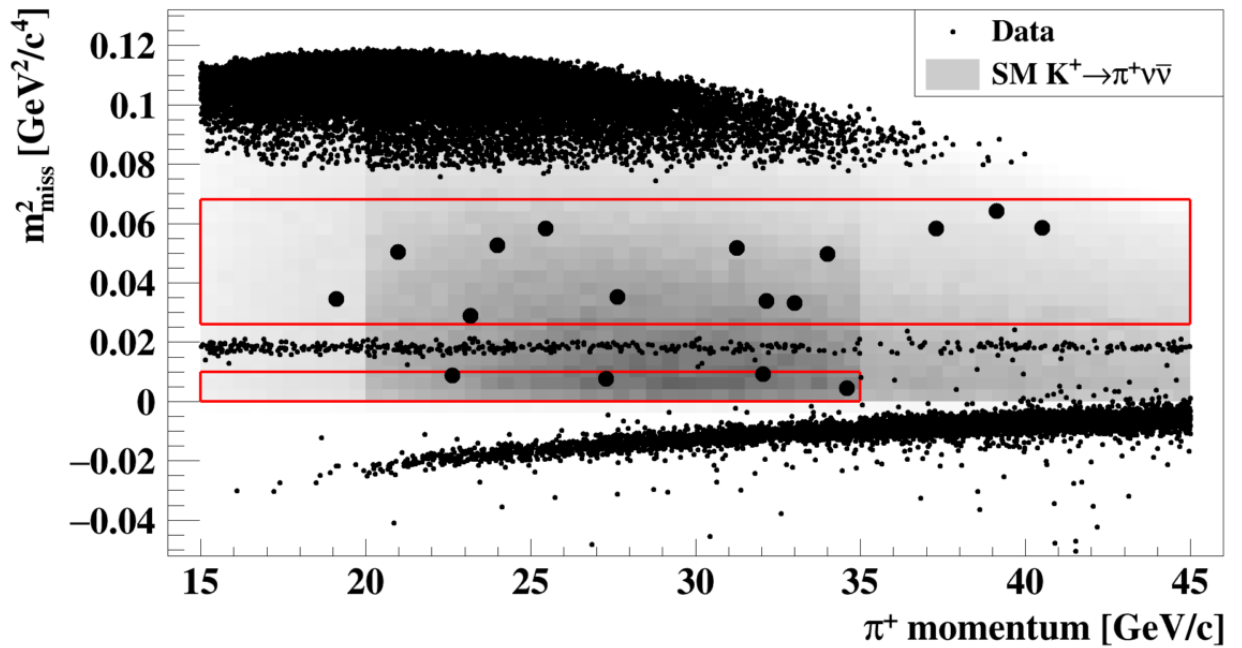


Рисунок 4.12: Корреляция распределения событий по импульсу пиона и недостающей массе для данных 2018 года.

По интегральным данным первого сеанса, измеренная вероятность распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ составляет:

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = (11_{-3.5}^{+4.0} \text{ stat} \pm 0.3 \text{ syst}) \cdot 10^{-11} \quad (4.1)$$

На рис. 4.13 (слева) представлена корреляция экспериментально измеренных вероятностей распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ и зависимость экспериментально измеренной относительной вероятности распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ от календарного года (справа).

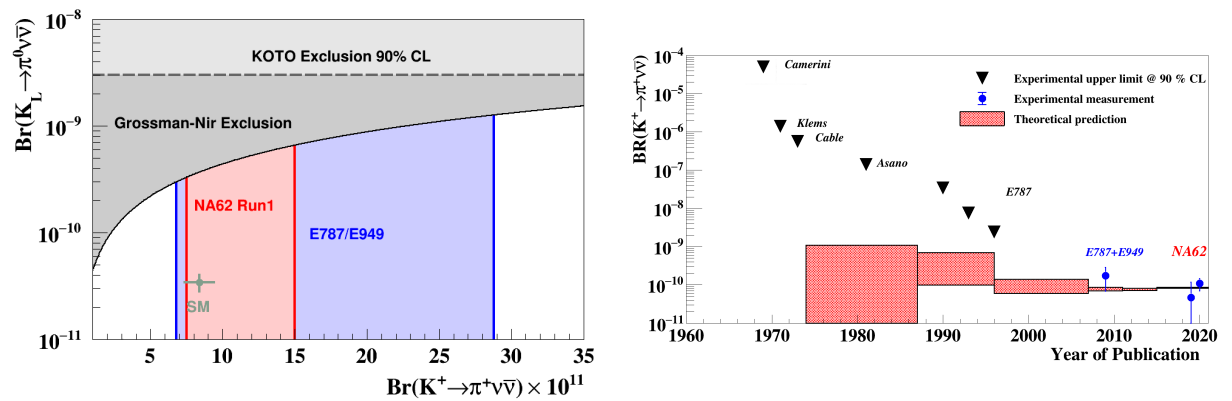


Рисунок 4.13: Корреляция экспериментально измеренных вероятностей распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (слева) и зависимость экспериментально измеренной вероятности распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ от календарного года (справа).

§4.8. Перспективы дальнейших измерений

Для достижения точности на уровне 10% необходимо значительно увеличить статистику зарегистрированных распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. Доминирующий вклад в фон дают заряженные частицы гало пучка. В июне 2018 года был заменен коллиматор перед распадным объемом на новый, с большим поперечным размером (рис. 4.14).

Из рис. 4.15 видно, что новый коллиматор позволяет существенно ослабить отбор по точке пересечения вторичного трека с плоскостью коллимато-

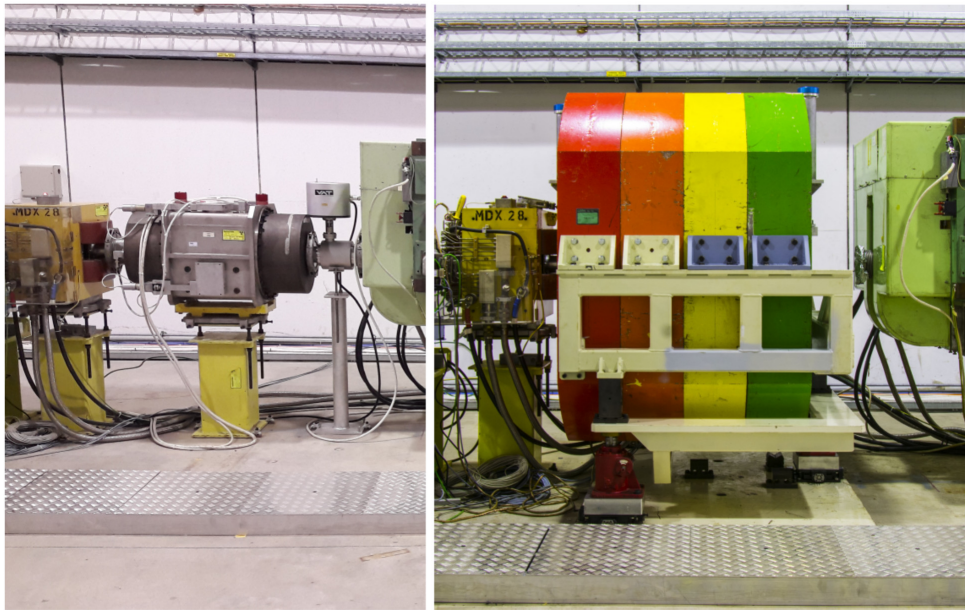


Рисунок 4.14: Фотография коллиматора перед распадным объемом. Слева — конфигурация 2016-17гг. Справа — новый коллиматор, установленный в июне 2018 г.

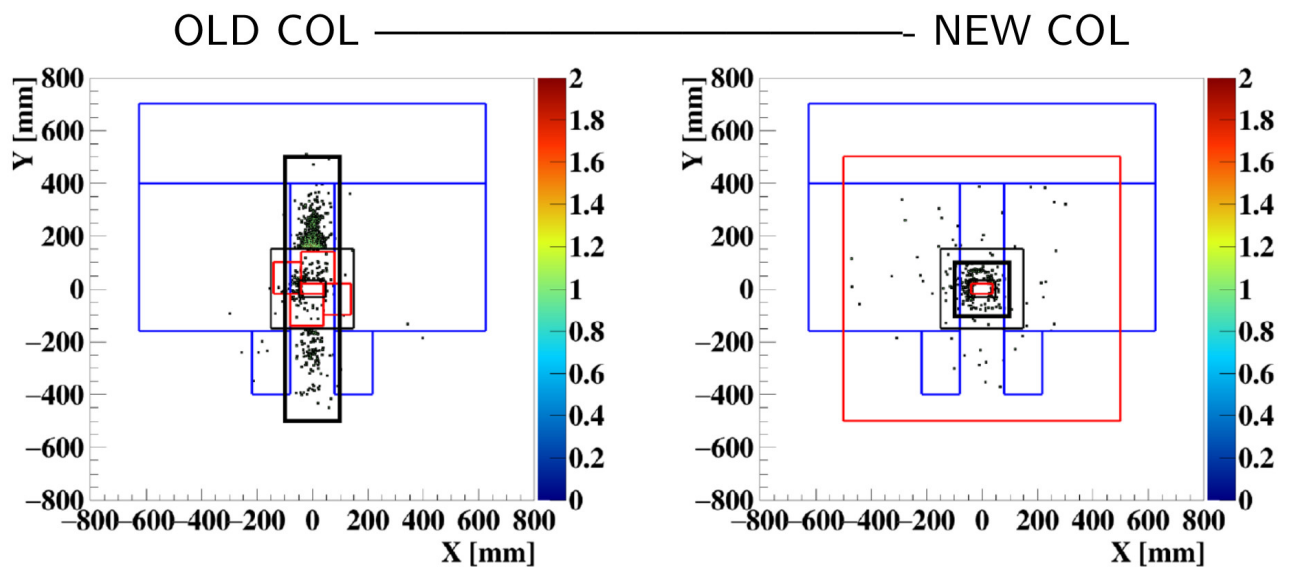


Рисунок 4.15: Дополнительный критерий отбора по координате трека заряженной частицы, экстраполированного на Z координату коллиматора. Габариты коллиматора отмечены красной линией. Синим цветом отмечена огибающая дипольного магнита после GTK2. Черным — проекция CHANTI. Дополнительный критерий отбора событий («box cut») — толстой черной линией. Слева — конфигурация до июня 2018 г., справа — конфигурация после июня 2018 г. с новым коллиматором.

ра, что приводит к увеличению эффективности регистрации сигнала. Предусмотрены также и другие действия, направленные на снижение вклада от гало: использование вето-годоскопа ANTI-0 и нескольких станций быстрых счетчиков AntiCounters. Работа в конфигурации детектора NA62 образца конца 2018 года позволяет рассчитывать как минимум на утроение общей статистики, а наличие вето-годоскопа ANTI-0 и станций AntiCounters должны позволить значительно улучшить качество данных, благодаря снижению основного вклада от гало пучка.

§4.9. Заключение к Главе 4

Новый годоскоп заряженных частиц CHOD успешно эксплуатировался на протяжении всего первого сеанса 2016 —18 годов по набору данных и использовался для выработки триггерных сигналов нулевого уровня.

Анализ и мониторинг работы детектора проводились на протяжении всего сеанса по реконструированным распадам $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$. Временное разрешение детектора при работе с пучком номинальной интенсивности удовлетворяет требованию эксперимента $\sigma < 1$ нс. Усредненное значение эффективности детектора по всей площади составляет $(98.9 \pm 0.1)\%$. При этом основная доля неэффективности приходится на горизонтальный технологический зазор между двумя половинами детектора. Эффективный размер технологического зазора (ширина на полувысоте при описании эффективности Гауссианом) составляет $\sigma = 1.2$ мм.

По результатам предварительного анализа данных первого сеанса зарегистрировано 20 событий с распадом $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ при уровне ожидаемого фона 7 событий.

Заключение

Представленная в диссертации система сцинтилляционных годоскопов была разработана, построена и успешно применяется в эксперименте “Фабрика Каонов” (NA62) в CERN. Основные результаты работы могут быть сформулированы следующим образом:

- Разработаны и исследованы прототипы счетчиков сцинтилляционных годоскопов с вычитыванием сигнала как через спектросмещающие волокна, так и варианты с прямым светосбором с грани или угла сцинтиллятора. Минимизированная длина вклеенной части волокна в сцинтилляторе, а также использование быстрых WLS —волокон BCF-92, позволяют достичь временного разрешения 370 ± 10 пс.
- Проведены исследования однородности амплитудных и временных характеристик счетчиков в зависимости от координаты проходящей заряженной частицы. Для этого был создан экспериментальный стенд с использованием трековой системы на основе камер с линией задержки. Продемонстрировано, что несмотря на локально лучшее временное разрешение, минимальная длительность триггерных ворот для вариантов с прямым светосбором составляет 3.0 ± 0.2 нс, в то время как при использовании быстрых спектросмещающих волокон можно использовать длительность 2.0 ± 0.2 нс. На основании этих результатов и возможности расположения кремниевых фотоумножителей и плат предусилителей на периферии годоскопа, коллаборацией было принято решение о создании годоскопа CHOD с использованием светосбора через WLS —волокон.
- Создан прототип годоскопа CHOD, состоящий из 17 счетчиков ($\sim 10\%$ от общего числа счетчиков). Счетчики считывались спектросмещающими волокнами разного типа и длины, также рассмотрен вариант исполь-

зования коротких быстрых спектросмещающих волокон BCF-92 с переходом на прозрачные транспортные волокна BCF-98. В пилотном сеансе 2015 г. проведена экспозиция прототипа годоскопа в экспериментальном зале ECN3 (зона установки NA62) с установкой прототипа CHOD на штатное место.

- Проведен анализ экспериментальных данных пилотного сеанса. Отобраны события с распадом $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ и проведены исследования характеристик прототипа годоскопа. Выявлен ряд конструктивных недостатков, которые были устранены на стадии сборки полноразмерного детектора. Изменения в конструкции годоскопа, в частности, коснулись качества полировки сцинтилляционных пластин, замены хомутов для фиксации счетчиков, замены спектросмещающих волокон BCF-92 на Y-11 (type S), обладающих повышенной устойчивостью к изгибам.
- Создан сцинтилляционный падовый годоскоп CHOD. Годоскоп состоит из 152 сцинтилляционных счетчиков. Каждый счетчик считывается двумя группами спектросмещающих волокон, а в качестве временной метки используется среднее время регистрации сигналов с обеих групп. Впервые, для улучшения временного разрешения, применен метод считывания сигнала спектросмещающими волокнами, расположенными вдоль короткой стороны сцинтиллятора.
- Проведен анализ эффективности работы детектора CHOD по экспериментальным данным сеанса 2016 — 2018 гг. Для этого отбирались события, записанные с контрольным триггером и реконструированным распадом $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$.
- Благодаря успешной работе всех подсистем в первом сеансе 2016 — 2018 гг зарегистрировано 20 распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, при уровне ожидаемого фо-

на 7 событий. Основной вклад в фон дают частицы гало пучка.

- Проведен анализ распадов π^\pm — и K^\pm —мезонов, происходящих в головке канала K12, по результатам которого коллаборации был предложен вето-годоскоп ANTI-0, а также варианты его возможной конструкции. Проведен расчет ожидаемой загрузки вето-годоскопа ANTI-0 при его расположении на входе в распадный объем.
- Разработана конструкция сцинтилляционного счетчика вето-годоскопа ANTI-0, в которой регистрация света осуществляется группой из четырех кремниевых фотоумножителей большой площади (6×6 мм²), объединенных в параллельно-последовательное соединение и впервые применен метод считывания через короткие световоды для улучшения временных и амплитудных характеристик. В рамках исследования проведено моделирование работы отдельного счетчика в GEANT4 и последующие испытания на выведенном электронном пучке.
- Создан вето-годоскоп ANTI-0, способный работать при высоких загрузках с хорошим (200 пс) временным разрешением. В рамках подготовки ко второму сеансу вето-годоскоп ANTI-0 установлен на входе в распадный объем.

Благодарности

По результатам работы хочу выразить благодарности. В первую очередь своему научному руководителю д.ф.-м.н., чл.-кор. РАН Владимиру Федоровичу Образцову за постановку интересной и важной с точки зрения эксперимента задачи, непрерывную поддержку, обсуждения и советы по ходу работы.

Профессору Italo Mannelli за неиссякаемый энтузиазм, интересные дискуссии и проведенные совместные работы от идеи до детальной проработки второстепенных элементов.

Руководству эксперимента NA62 в лице спонсеров Cristina Lazzeroni и Augusto Cacciari, вице-спонсору по техническим вопросам Riccardo Fantechi, техническим координаторам Hans Danielsson и Ferdinand Hahn за постоянный интерес к работе, советы и помощь в организации этапов сборки, транспортировки и монтажа детекторов.

В.П. Сугоняеву, Е.Н. Гущину и Pierre-Ange Giudici, принимавших участие в проработке отдельных элементов детекторов.

В.П. Фалалееву и Riccardo Fantechi за помощь в интеграции детекторов в общую систему медленного контроля установки NA62.

Ю.П. Гузу, П.А. Шаталову, В.К. Семенову, В.Д. Самойленко, Г.И. Бритвичу и А.П. Останкову за помощь в организации экспериментальных стендов.

Ю.П. Гузу, В.Д. Самойленко, Luigi di Lella, Marcello Giorgi, Ю.В. Мусиенко, Г.И. Бритвичу, В.К. Семенову, Е.А. Гудзовскому, А.М. Горину, Rainer Wanke и всей рабочей группе «MUV CHOD ANTI-0» за проявленный интерес, плодотворные обсуждения результатов и ценные замечания.

В.И. Рыкалину, С.К. Черниченко и О.П. Гаврищуку за помощь в производстве сцинтилляционных пластин.

К.Г. Качнову, В.В. Полякову, Е.Н. Чернову, М.Е. Сандомирскому и Antonio Goncalves Martins De Oliveira за проведение прецизионных оптико-механических и высокопрофессиональных монтажных работ.

Отдельная благодарность участникам коллабораций ОКА и NA62, а также группам LHCb ECal и SHiP Muon Veto за предоставленную возможность экспозиции прототипов детекторов на выведенных пучках.

Список литературы

1. C. T. R. Wilson, “On an Expansion Apparatus for Making Visible the Tracks of Ionising Particles in Gases and Some Results Obtained by Its Use,” *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **87**, no. 595, 277 (1912). doi:10.1098/rspa.1912.0081
2. . L. Leprince-Ringuet, S. Gorodetzky, E. Nageotte, and R. Richard-Foy, “Direct Measurement of the Mass of the Mesotron“, *Phys. Rev.* **59**, 460 (1941). doi:<https://doi.org/10.1103/PhysRev.59.460>
3. . L. Leprince-Ringuet, M. Lh  ritier, “Existence probable d’une particule de masse $(990 \pm 12)m_0$ dans le rayonnement cosmique“, *J. Phys. Radium*, 1946, 7 (3), pp.65-69, doi:10.1051/jphysrad:019460070306500, <https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00233957>
4. G. D. Rochester and C. C. Butler, “Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles,” *Nature* **160**, 855-857 (1947) doi:10.1038/160855a0
5. C.M.G. Lattes, G.P.S. Occhialini and C.F. Powell, “A Determination of the Ratio of the Masses of π — and μ — Mesons by the Method of Grain-counting“, *Proceedings of the Physical Society*, **61**, 173 (1948), doi:10.1088/0959-5309/61/2/308
6. R. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Muirhead, C. F. Powell and D. M. Ritson, “Observations With Electron Sensitive Plates Exposed to Cosmic Radiation“, *Nature* **163**, 82 (1949), doi:10.1038/163082a0
7. M. Danysz and J. Pniewski, “Delayed disintegration of a heavy nuclear fragment“, *Philosophical Magazine and Journal of Science* 44 (1952), 348-350, doi:10.1080/14786440308520318
8. A. J. Seriff, R. B. Leighton, C. Hsiao, E. W. Cowan and C. D. Anderson, “Cloud-Chamber Observations of the New Unstable Cosmic-Ray Particles“, *Phys. Rev.* **78**, no. 3, 290 (1950), doi:10.1103/PhysRev.78.290

9. H. Bridge, “Two low energy V mesons“, “Proceedings, 3rd International Cosmic Ray Conference (ICRC 1953) : Bagnères-de-Bigorre, France, July 6-12, 1953”, p.40-41
10. J. P. Astbury, “The mean life of V2-particles“, “Proceedings, 3rd International Cosmic Ray Conference (ICRC 1953) : Bagnères-de-Bigorre, France, July 6-12, 1953”, p.52-53
11. W. B. Fretter, B. P. Gregory, R. Johnston, A. Laguarrigue, H. Meyer, F. Muller and C. Peyrou, “Mesures de masse de particules S par moment-parcours“, “Proceedings, 3rd International Cosmic Ray Conference (ICRC 1953) : Bagnères-de-Bigorre, France, July 6-12, 1953,”, p.113-117
12. D. D. Millar, “An interesting V1 event“, “Proceedings, 3rd International Cosmic Ray Conference (ICRC 1953) : Bagnères-de-Bigorre, France, July 6-12, 1953,”, p.30
13. R. W. Thompson, A. V. Buskirk, L. R. Etter, C. J. Karzmark and R. H. Rediker, “An Unusual Example of V0 Decay“, Phys. Rev. **90**, 1122 (1953), doi:10.1103/PhysRev.90.1122
14. M. G. K. Menon and C.O’Ceallaigh, “Observations on the decay of heavy mesons in photographic emulsions“, Proc. R. Soc. Lond. A 1954 221 , 292-318, doi:10.1098/rspa.1954.0022
15. A. Pais, “Some Remarks on the V-Particles“, Phys. Rev. **86**, 663 (1952), doi:10.1103/PhysRev.86.663
16. M. Gell-Mann and A. Pais, “Behavior of neutral particles under charge conjugation“, Phys. Rev. **97**, 1387-1389 (1955), doi:10.1103/PhysRev.97.1387
17. J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, “Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson“, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964), doi:10.1103/PhysRevLett.13.138
18. A. Pich, “The Standard Model of Electroweak Interactions“, arXiv:1201.0537 [hep-ph].

19. M. Kobayashi and T. Maskawa, “CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction“, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973), doi:10.1143/PTP.49.652
20. L. L. Chau and W. Y. Keung, “Comments on the Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix“, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1802, doi:10.1103/PhysRevLett.53.1802
21. L. Wolfenstein, “Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix“, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945, doi:10.1103/PhysRevLett.51.1945
22. S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, “Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry“, Phys. Rev. D **2** (1970) 1285, doi:10.1103/PhysRevD.2.1285
23. J. Charles *et al.* [CKMfitter Group], “CP violation and the CKM matrix: Assessing the impact of the asymmetric B factories“, Eur. Phys. J. C **41**, no.1, 1-131 (2005), doi:10.1140/epjc/s2005-02169-1, [arXiv:hep-ph/0406184 [hep-ph]].
24. T. Inami and C. S. Lim, “Effects of Superheavy Quarks and Leptons in Low-Energy Weak Processes $k(L) \rightarrow \mu \text{ anti-}\mu$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \text{ Neutrino anti-neutrino}$ and $K^0 \leftrightarrow \text{ anti-}K^0$ “, Prog. Theor. Phys. **65** (1981) 297, Erratum: [Prog. Theor. Phys. **65** (1981) 1772], doi:10.1143/PTP.65.297
25. G. Buchalla and A. J. Buras, “The rare decays $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$, $B \rightarrow X \nu \bar{\nu}$ and $B \rightarrow l^+ l^-$: An Update“, Nucl. Phys. B **548** (1999) 309, doi:10.1016/S0550-3213(99)00149-2, [hep-ph/9901288].
26. F. Mescia and C. Smith, “Improved estimates of rare K decay matrix-elements from K_{l3} decays“, Phys. Rev. D **76** (2007) 034017, doi:10.1103/PhysRevD.76.034017, [arXiv:0705.2025 [hep-ph]].
27. A. J. Buras, D. Buttazzo, J. Girrbach-Noe and R. Knegjens, “ $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ and $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ in the Standard Model: status and perspectives“, JHEP **1511** (2015) 033, doi:10.1007/JHEP11(2015)033, [arXiv:1503.02693 [hep-ph]].

28. Y. Grossman and Y. Nir, “ $K(L) \rightarrow \pi^0$ neutrino anti-neutrino beyond the standard model”, Phys. Lett. B **398**, 163-168 (1997), doi:10.1016/S0370-2693(97)00210-4, [arXiv:hep-ph/9701313 [hep-ph]].
29. W. J. Marciano and Z. Parsa, “Rare kaon decays with “missing energy””, Phys. Rev. D **53**, no.1, 1 (1996), doi:10.1103/PhysRevD.53.R1
30. J. Bijnens and K. Ghorbani, “Isospin breaking in K π vector form-factors for the weak and rare decays $K(l\ 3)$, $K \rightarrow \pi$ ν anti- ν and $K \rightarrow \pi$ $l^+ l^-$ ”, arXiv:0711.0148 [hep-ph].
31. J. Brod, M. Gorbahn and E. Stamou, “Two-Loop Electroweak Corrections for the $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ Decays”, Phys. Rev. D **83** (2011) 034030, doi:10.1103/PhysRevD.83.034030, [arXiv:1009.0947 [hep-ph]].
32. G. Isidori, F. Mescia and C. Smith, “Light-quark loops in $K \rightarrow \pi$ ν anti- ν ”, Nucl. Phys. B **718** (2005) 319, doi:10.1016/j.nuclphysb.2005.04.008, [hep-ph/0503107].
33. C. Dib, I. Dunietz and F. J. Gilman, “Strong Interaction Corrections to the Decay $K \rightarrow \pi$ Neutrino Anti-neutrino for Large $M(t)$ ”, Mod. Phys. Lett. A **6** (1991) 3573, doi:10.1142/S0217732391004127
34. A. I. Vainshtein, V. I. Zakharov, V. A. Novikov and M. A. Shifman, “On the Strong Interaction Effects on the $K(L) \rightarrow 2$ μ Decay and $K(L) - K(S)$ Mass Difference. A Reply”, Phys. Rev. D **16** (1977) 223, doi:10.1103/PhysRevD.16.223
35. J. R. Ellis and J. S. Hagelin, “Constraints on Light Particles from Kaon Decays”, Nucl. Phys. B **217** (1983) 189, doi:10.1016/0550-3213(83)90084-6
36. G. Buchalla and A. J. Buras, “The rare decays $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ and $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ beyond leading logarithms”, Nucl. Phys. B **412** (1994) 106, doi:10.1016/0550-3213(94)90496-0, [hep-ph/9308272].
37. A. J. Buras, M. Gorbahn, U. Haisch and U. Nierste, “Charm quark contribution to $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu$ anti- ν at next-to-next-to-

- leading order“, JHEP **0611** (2006) 002, Erratum: [JHEP **1211** (2012) 167], doi:10.1007/JHEP11(2012)167, 10.1088/1126-6708/2006/11/002, [hep-ph/0603079].
38. K. G. Chetyrkin, J. H. Kuhn, A. Maier, P. Maierhofer, P. Marquard, M. Steinhauser and C. Sturm, “Charm and Bottom Quark Masses: An Update“, Phys. Rev. D **80** (2009) 074010, doi:10.1103/PhysRevD.80.074010, [arXiv:0907.2110 [hep-ph]].
 39. C. Patrignani *et al.* [Particle Data Group], “Review of Particle Physics“, Chin. Phys. C **40** (2016) no.10, 100001, doi:10.1088/1674-1137/40/10/100001
 40. G. Buchalla, A. J. Buras and M. E. Lautenbacher, “Weak decays beyond leading logarithms“, Rev. Mod. Phys. **68** (1996) 1125, doi:10.1103/RevModPhys.68.1125, [hep-ph/9512380].
 41. G. Buchalla and A. J. Buras, “ $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ and high precision determinations of the CKM matrix“, Phys. Rev. D **54** (1996) 6782, doi:10.1103/PhysRevD.54.6782, [hep-ph/9607447].
 42. CKMFitter group website:
http://ckmfitter.in2p3.fr/www/studies/plots_kpinunu15/ckm_plots_kpinunu15.html
 43. A. J. Buras, D. Buttazzo and R. Knecht, “ $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ and ϵ'/ϵ in simplified new physics models“, JHEP **1511** (2015) 166, doi:10.1007/JHEP11(2015)166, [arXiv:1507.08672 [hep-ph]].
 44. R. Barbieri, D. Buttazzo, F. Sala and D. M. Straub, “Flavour physics and flavour symmetries after the first LHC phase“, JHEP **05**, 105 (2014), doi:10.1007/JHEP05(2014)105, [arXiv:1402.6677 [hep-ph]].
 45. M. Blanke, A. J. Buras, B. Duling, S. Recksiegel and C. Tarantino, “FCNC Processes in the Littlest Higgs Model with T-Parity: a 2009 Look“, Acta Phys. Polon. B **41** (2010) 657, [arXiv:0906.5454 [hep-ph]].
 46. A. J. Buras, F. De Fazio and J. Girrbach, “The Anatomy of Z' and Z with

- Flavour Changing Neutral Currents in the Flavour Precision Era“, JHEP **1302** (2013) 116, doi:10.1007/JHEP02(2013)116, [arXiv:1211.1896 [hep-ph]].
47. M. Blanke, A. J. Buras, B. Duling, K. Gemmler and S. Gori, “Rare K and B Decays in a Warped Extra Dimension with Custodial Protection“, JHEP **0903** (2009) 108, doi:10.1088/1126-6708/2009/03/108, [arXiv:0812.3803 [hep-ph]].
 48. G. Buchalla and A. J. Buras, “Sin2beta from $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ “, Phys. Lett. B **333** (1994) 221, doi:10.1016/0370-2693(94)91034-0, [hep-ph/9405259].
 49. A. J. Buras and R. Fleischer, “Bounds on the unitarity triangle, sin 2 beta and $K \rightarrow \nu \bar{\nu}$ decays in models with minimal flavor violation“, Phys. Rev. D **64** (2001) 115010, doi:10.1103/PhysRevD.64.115010, [hep-ph/0104238].
 50. A. V. Artamonov *et al.* [BNL-E949 Collaboration], “Study of the decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ in the momentum region $140 < P_\pi < 199$ MeV/c“, Phys. Rev. D **79** (2009) 092004, doi:10.1103/PhysRevD.79.092004, [arXiv:0903.0030 [hep-ex]].
 51. J. K. Ahn *et al.* [KOTO Collaboration], “Search for the $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ and $K_L \rightarrow \pi^0 X^0$ decays at the J-PARC KOTO experiment“, Phys. Rev. Lett. **122** (2019) no.2, 021802, doi:10.1103/PhysRevLett.122.021802, [arXiv:1810.09655 [hep-ex]].
 52. “Proposal to measure the rare decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ at the CERN SPS“, CERN-SPSC-2005-013 ; SPSC-P-326, <https://cds.cern.ch/record/832885/files/spsc-2005-013.pdf>
 53. B. Döbrich [NA62], “Dark Sectors at fixed targets: The example of NA62“, Frascati Phys. Ser. **66**, 312-327 (2018), [arXiv:1807.10170 [hep-ex]].
 54. С.А. Холоденко, А.П. Останков, В.Д. Самойленко, В.К. Семенов, А.И. Макаров, А.А. Худяков, “Исследование временных характеристик счетчиков триггерного годоскопа заряженных частиц для эксперимента NA62“, ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, **2015**, №1, с. 21-28, DOI:

10.7868/S003281621501019X

Instrum. Exp. Tech. **58** (2015) 15, doi:10.1134/S0020441215010194

55. V. Duk, S. Kholodenko, S. Fedotov, M. Giorgi, E. Gushchin, A. Khudyakov, A. Kleymenova, Y. Kudenko, V. Kurshetsov and I. Mannelli, *et al.*, “Performance studies of the hodoscope prototype for the NA62 experiment“, JINST **11**, no.06, P06001 (2016), doi:10.1088/1748-0221/11/06/P06001
56. E. Cortina Gil, ... , S. Kholodenko *et al.* [NA62 Collaboration], “The Beam and detector of the NA62 experiment at CERN“, JINST **12** (2017) no.05, P05025, doi:10.1088/1748-0221/12/05/P05025, [arXiv:1703.08501 [physics.ins-det]].
57. S. A. Kholodenko, A. A. Khudyakov, I. Mannelli, V. F. Obraztsov, V. D. Samoylenko, V. K. Semenov and V. P. Sugonyaev, “Time resolution measurements of scintillating counters for a new NA62 trigger charged hodoscope“, JINST **9**, C09002 (2014), doi:10.1088/1748-0221/9/09/C09002
58. S. Kholodenko [NA62 Collaboration], “NA62 Charged Particle Hodoscope. Design and performance in 2016 run“, JINST **12** (2017) no.06, C06042, doi:10.1088/1748-0221/12/06/C06042, [arXiv:1705.05093 [physics.ins-det]].
59. H. Danielsson, O. Gavrishchuk, P. A. Giudici, E. Goudzovski, S. Kholodenko, M. Kholodenko, I. Mannelli, V. Obraztsov, V. Sugonyaev and R. Wanke, “New veto hodoscope ANTI-0 for the NA62 experiment at CERN“, JINST **15**, no.07, C07007 (2020), doi:10.1088/1748-0221/15/07/C07007, [arXiv:2004.09344 [physics.ins-det]].
60. G. Anelli *et al.*, “Proposal to measure the rare decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \text{ anti-}\nu$ at the CERN SPS“, CERN-SPSC-2005-013, CERN-SPSC-P-326.
61. C. Bovet, R. Maleyran, L. Piemontese, A. Placci and M. Placidi, “The Cedar Counters for Particle Identification in the SPS Secondary Beams: A Description and an Operation Manual“, CERN-82-13, CERN-YELLOW-82-13, <http://cds.cern.ch/record/142935/files/CERN-82-13.pdf>
62. L. Federici *et al.*, “The Gigatracker detector of the NA62 experiment

- at CERN SPS“, Nucl. Instrum. Meth. A **936**, 715 (2019), doi:10.1016/j.nima.2018.09.097
63. F. Ambrosino *et al.*, “CHANTI: a Fast and Efficient Charged Particle Veto Detector for the NA62 Experiment at CERN“, JINST **11**, no. 03, P03029 (2016), doi:10.1088/1748-0221/11/03/P03029, [arXiv:1512.00244 [physics.ins-det]]
 64. J. R. Fry, G. Ruggiero and F. Bergsma, “Precision magnetic field mapping for CERN experiment NA62“, J. Phys. G **43**, no. 12, 125004 (2016), doi:10.1088/0954-3899/43/12/125004
 65. N. Azorskiy *et al.*, “A drift chamber with a new type of straws for operation in vacuum“, Nucl. Instrum. Meth. A **824**, 569 (2016), doi:10.1016/j.nima.2015.11.112
 66. P. Massarotti *et al.*, “The Large-Angle Photon Veto System for the NA62 Experiment at CERN“, PoS ICHEP **2012**, 504 (2013), doi:10.22323/1.174.0504
 67. V. Fanti *et al.* [NA48 Collaboration], “The Beam and detector for the NA48 neutral kaon CP violations experiment at CERN“, Nucl. Instrum. Meth. A **574** (2007) 433, doi:10.1016/j.nima.2007.01.178
 68. M. Jeitler [NA48 Collaboration], “The NA48 liquid krypton calorimeter“, Nucl. Instrum. Meth. A **494**, 373 (2002), doi:10.1016/S0168-9002(02)01505-X
 69. A. Ceccucci, R. Fantechi, P. Farthouat, G. Lamanna, J. Rouet, V. Ryjov and S. Venditti, “The New Readout System of the NA62 LKr Calorimeter“, IEEE Trans. Nucl. Sci. **62** (2015) no.5, 2134, doi:10.1109/TNS.2015.2477339
 70. A. Antonelli, F. Gonnella, V. Kozhuharov, M. Moulson, M. Raggi and T. Spadaro, “Study of the performance of the NA62 small-angle calorimeter at the DAΦNE Linac“, Nucl. Instrum. Meth. A **877**, 178 (2018), doi:10.1016/j.nima.2017.09.065, [arXiv:1610.03827 [physics.ins-det]].
 71. A. Bizzeti, “The NA62 RICH detector“, Springer Proc. Phys. **212**, 279 (2018),

- doi:10.1007/978-981-13-1313-4, [arXiv:1706.08496 [physics.ins-det]].
72. R. Aliberti, “The NA62 hadron calorimeter“, J. Phys. Conf. Ser. **928**, no. 1, 012009 (2017), doi:10.1088/1742-6596/928/1/012009
 73. <https://www.caen.it/products/n979/>
 74. A. Antonelli *et al.*, “The NA62 LAV front-end electronics“, JINST **7** (2012) C01097, doi:10.1088/1748-0221/7/01/C01097, [arXiv:1111.5768 [physics.ins-det]].
 75. B. Angelucci *et al.*, “The FPGA based Trigger and Data Acquisition system for the CERN NA62 experiment“, JINST **9**, no. 01, C01055 (2014), doi:10.1088/1748-0221/9/01/C01055
 76. <https://sensl.com/downloads/ds/DS-MicroCseries.pdf>
 77. <http://exwww.ihep.su/scint/mold/product-e.htm>
 78. B. Döbrich [NA62 Collaboration], “Searches for very weakly-coupled particles beyond the Standard Model with NA62“, doi:10.3204/DESY-PROC-2017-02/dobrich_babette, arXiv:1711.08967 [hep-ex].
 79. M. Kadykov, V. Semenov and V. Syzdalev, “Injection molded polystyrene scintillator for hadron calorimeter“, Instrum. Exp. Tech. **34** (1991), 78-80
 80. R. Ammendola *et al.*, “The integrated low-level trigger and readout system of the CERN NA62 experiment“, , Nucl. Instrum. Meth. A **929** (2019), 1-22, doi:10.1016/j.nima.2019.03.012, [arXiv:1903.10200 [physics.ins-det]].
 81. <http://doble.web.cern.ch/doble/k12hika.txt>
 82. C. Iselin, “Halo: A Computer Program to Calculate Muon Halo“, CERN-74-17.
 83. G. D’Agostini, J. P. Albanese, J. J. Aubert, C. Benchouk, E. Kajfasz, R. Nacasch and P. Payre, “Time-of-flight Resolution For A Long Scintillator Counter“, Nucl. Instrum. Meth. A **219** (1984) 495, doi:10.1016/0167-5087(84)90220-5
 84. J. Bahr, I. V. Kotov, V. I. Kurbakov, V. V. Pak, A. Schwind and

- A. P. Yablokov, “The 1024 channel scintillation hodoscope. 1. Design“, *Instrum. Exp. Tech.* **35** (1992) 207.
85. T. Kobayashi and T. Sugitate, “Test of Prototypes for a Highly Segmented TOF Hodoscope“, *Nucl. Instrum. Meth. A* **287**, 389 (1990), doi:10.1016/0168-9002(90)91552-M
86. F. P. Brady and B. E. Bonner, “Walk correction for scintillation counters“, *Nucl. Instrum. Meth.* **81**, 280 (1970), doi:10.1016/0029-554X(70)90559-8
87. B. Checcucci *et al.*, “Development and test results of a digital data transmission system for Liquid Krypton Calorimeter level 0 trigger system for the NA62 experiment at CERN“, doi:10.1109/NSSMIC.2015.7581780
88. <https://www.tek.com/afg310-manual/afg310-and-afg320-user-manual>
89. Ю.Д. Карпеков, М.М. Солдатов, В.И. Якимчук, “Модули формирования наносекундных импульсов и логического отбора событий для экспериментов ИФВЭ“, Препринт ИФВЭ 2014-12
90. <https://www.caen.it/>
91. http://ctf3-tbts.web.cern.ch/ctf3-tbts/instr/PMT/R7400U_TPMH1204E07.pdf
92. V. V. Dmitrenko *et al.*, “The impact of permanent magnetic fields on photomultiplier HAMAMATSU R7899-20 used in a hadron calorimeter of LHCb experiment“, *J. Phys. Conf. Ser.* **798**, no. 1, 012138 (2017), doi:10.1088/1742-6596/798/1/012138
93. <https://www.crystals.saint-gobain.com/products/bc-408-bc-412-bc-416>
94. <https://eljentechnology.com>
95. G. I. Britvich, V. V. Brekhovskikh, V. K. Semenov and S. A. Kholodenko, “The main characteristics of polystyrene scintillators produced at the institute of high-energy physics and detectors on their basis“, *Instrum. Exp. Tech.* **58**, no. 2, 211 (2015), [*Prib. Tekh. Eksp.* **2015**, no. 2, 47 (2015)],

doi:10.1134/S0020441215020153

96. <https://www.crystals.saint-gobain.com>
97. V. Brekhovskikh, R. I. Dzhelyadin, A. K. Konoplyannikov and V. I. Rykalin, “The WLS fiber time properties study“, LHCb-2000-039, CERN-LHCb-2000-039.
98. <http://www.cpta-apd.ru>.
99. <http://sensl.com/products-page/bseries/microfb-300xx-smt/>.
100. A. Manarin and G. Vismara, “The Delay Wire Chamber Description“, LEP BI-TA Note 85-3.
101. J. Spanggaard, “Delay Wire Chambers - A Users Guide“, SL-Note-98-023-BI, <http://cds.cern.ch/record/702443/files/sl-note-98-023.pdf>
102. Hamamatsu S10985 datasheet:, <http://www.hamamatsu.com.cn/UserFiles/DownFile/Related/20130812150251541.pdf>
103. J. Allison *et al.*, “Recent developments in Geant4“, Nucl. Instrum. Meth. A **835** (2016), 186-225, doi:10.1016/j.nima.2016.06.125
104. <https://www.sensl.com/downloads/ds/TN%20-%20Intro%20to%20SPM%20Tech.pdf>
105. E. Cortina Gil *et al.* [NA62], “First search for $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ using the decay-in-flight technique,” Phys. Lett. B **791**, 156-166 (2019), doi:10.1016/j.physletb.2019.01.067, [arXiv:1811.08508 [hep-ex]].
106. E. Cortina Gil *et al.* [NA62], “An investigation of the very rare $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ decay,” JHEP **11**, 042 (2020), doi:10.1007/JHEP11(2020)042, [arXiv:2007.08218 [hep-ex]].
107. Presentation at ICHEP-20 conference, “Evidence for the decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ from the NA62 experiment at CERN“, https://indico.cern.ch/event/868940/contributions/3815641/attachments/2080353/3496097/RadoslavMarchevski_ICHEP_2020.pdf