ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ.П.Н. ЛЕБЕДЕВА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Шманин Евгений Владимирович

РАЗРАБОТКА РАДИАЦИОННО-СТОЙКОГО МОДУЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КАЛОРИМЕТРА СПЕКТРОМЕТРА LHCb

Специальность 01.04.01 —
«Приборы и методы экспериментальной физики»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д.ф-м.н., проф.,
Полухина Наталья Геннадьевна

Москва — 2022

Оглавление

Стр.

Введение 4

Глава 1. Эксперимент LHCb на Большом адронном коллайдере 19

1.1 Большой адронный коллайдер 19

1.2 Эксперимент LHCb 21

1.3 Основные достижения эксперимента LHCb 22

1.4 Спектрометр LHCb 27

1.5 Мотивация модернизации электромагнитного калориметра 42

Глава 2. Разработка прототипа радиационно-стойкого модуля электромагнитного калориметра 47

2.1 Выбор материала поглотителя 49

2.2 Выбор сцинтилляционного материала 50

2.3 Geant4 моделирование прототипов электромагнитного калориметра LHCb 62

Глава 3. Первый прототип радиационно-стойкого модуля электромагнитного калориметра 72

3.1 Моделирование вариантов первого прототипа модуля SPACAL калориметра 72

3.2 Сборка прототипа модуля электромагнитного калориметра 75

3.3 Экспериментальные исследования прототипа 79

Глава 4. Модернизированный прототип радиационно-стойкого модуля электромагнитного калориметра 91

4.1 Сборка модернизированного прототипа SPACAL 92

4.2 Моделирование энергетического разрешения различных вариантов прототипов 95

4.3 Экспериментальные исследования модернизированного прототипа 108

Заключение 119

Благодарности 120

Список рисунков 121

Список таблиц 128

Список литературы 129

Введение

Открытие явления радиоактивности в 1896 году Анри Беккерелем [1], а также исследования уже известных на тот момент «катодных лучей» и открытие электрона Джозефом Томсоном [2] послужили началом нового направления физики, ориентированного на исследования строения атома, а после проведения Эрнестом Резерфордом опыта по рассеиванию электронов и альфа-частиц на атомах вещества [3], и атомного ядра. С активным развитием ядерной физики и зарождением физики частиц перед исследователями встала задача идентификации частиц и измерения их энергии. Огромный интерес на тот момент представляло космическое излучение, его состав и энергетические спектры. Для регистрации таких частиц потребовалось разработать подходы и методы регистрации частиц, а также создание специальных устройств. Первые эксперименты непосредственно по наблюдению частиц были осуществлены в 1912 году Ч. Вильсоном в камере, заполненной переохлажденной перенасыщенном паром [4], позже названной его именем. Действие камеры основано на конденсации пара на образованных ионизующей частицей ионах. Тип частицы определялся по ее пробегу в веществе — длине траектории движения частицы в веществе до ее полной остановки, а оценка импульса производилась путем измерения радиусов искривления траектории частицы под воздействием магнитного поля.

Исследования Ханса Вильгельма Гейгера конденсаторов с инертным газом привели Гейгера к выводу, что при приложении высокого напряжения на обкладки конденсаторов становится возможной регистрация заряженных частиц, путем получения импульсного сигнала, что впоследствии послужило основой для создания пропорциональных камер. Первый детектор частиц Гейгера был создан в 1908 году [5] и состоял из внутреннего электрода, представлявшего собой тонкую металлическую нить и внешнего, выступавшего корпусом прибора. К внутреннему электроду прикладывался положительный потенциал, а к внешнему – отрицательный. Методика получения сигнала состояла в том, что заряженная частица, проходившая объем детектора, за счет кулоновского взаимодействия вызывала ионизацию инертного газа. В свою очередь, за счет напряжения, приложенного к электродам выбитый электрон разгонялся до высокой скорости и становился способным ионизовать следующий атом и т.д. Таким

образом подобный процесс принимал лавинообразный процесс и на выходе регистрировался импульс тока. Позднее в 1928 году эта методика была усовершенствована Х. Гейгером и его коллегой В. Мюллером [6]. Приборы, созданные по усовершенствованному методу обладали практически стопроцентной вероятностью регистрации заряженных частиц. Основным недостатком является невозможность идентификации частиц и оценки ее энергии. Метод Гейгера-Мюллера используется и по сей день в тех случаях, когда необходимо зарегистрировать сам факт наличия зараженной частицы, без без измерения её параметров: координаты, направления движения, импульса, массы, знака заряда.

Создание в середине 30-х годов XX века фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) [7; 8] стало новым стимулом в разработке приборов для детектирования частиц. В ФЭУ поток электронов, излучаемый фотокатодом под действием оптического излучения (фототок), способен усиливаться в умножительной системе средством вторичной электронной эмиссии. При этом коэффициент усиления тока в первых прототипах таких приборов достигал 10^6. Сам ФЭУ не способен регистрировать частицы, однако, примерно в то же время — 1935 – 1940 годы, происходят работы по совершенствованию методов выращивания кристаллов, что стало отправной точкой для появления новой методики регистрации частиц, основанной на эффекте сцинтилляции. Первые сцинтилляторы появились еще в начале XX века [9], но сцинтилляционные вспышки от них в то время могли регистрироваться только визуально, что давало только информацию о факте произошедшего «события», без дополнительной информации. Начиная с 1940-хх годов совместно со сцинтилляторами начинается повсеместное использование фотоэлектронных умножителей в качестве фотоприемников для регистрации проходящих заряженных частиц [10; 11]. Появление подобных приборов позволило в 1945 – 1950 годах зародиться сцинтилляционной спектрометрии в том виде, в котором она существует и в настоящее время. Методика измерения энергетических спектров радиоактивных источников заключалась в использовании свойств сцинтилляционных кристаллов, излучающих большее количество фотонов при увеличении энергии выделенной в кристалле. Количество фотонов при этом пропорционально энергии, таким образом, с использованием ФЭУ, стало возможным конвертирование световых вспышек в электрический сигнал, пропорциональный значению энергии.

Говоря о методах регистрации частиц, необходимо также упомянуть создание в 1952 году Дональдом Глазером пузырьковой камеры [12]. С этим «открытием» как и со многими прорывами в физике и химии (например «яблоко Ньютона» и «сон Менделеева») связан красивый миф, согласно которому Глазер, отдыхая на берегу Атлантического океана, наблюдал за пузырьками воздуха в бокале пива и в этот момент ему пришла идея создания подобной методики регистрации частиц. Однако, позже ученый сам развеял эту легенду, сказав, что ничего подобного не было. Тем не менее, в качестве одних из первых жидкостей своего прибора Глазер испытывал пиво и лимонад, о чем он рассказывал в своей лекции на вручении нобелевской премии за создание пузырьковой камеры [13], но положительного результата подобные эксперименты не принесли. Успех пришел к ученому, когда в качестве рабочего вещества прибора он стал использовать перегретую жидкость. Сама методика регистрации треков частиц была очень похожа на принцип метода Вильсона. Главным отличием являлся тот факт, что Вильсон использовал свойство парообразования на ионизованных центрах, в то время как методика Глазера была основана на возможности вскипания перегретой жидкости на ионизованных центрах (т.е. вдоль трека частицы).

В 1953 году группа ученых Чикагского университета опубликовала исследование, согласно которому доказывалось, что перегретый водород вскипал быстрее при наличии источника гамма-излучения, нежели при его отсутствии [14], что послужило мотиватором для исследования возможности использования жидкого водорода в качестве рабочего вещества детектора регистрации частиц. В 1954 году Джон Вуд публикует первые снимки, полученные на 1,5-дюймовой пузырьковой камере, где в качестве рабочего вещества выступает жидкий водород (Рисунок 1) [15]. Спустя пару месяцев Швеймин и Парментье публикуют свои снимки, полученные на 2,5-дюймовой жидководородной пузырьковой камере, собранной независимо от камеры Джона Вуда (Рисунок 2) [16].

Основная причина, по которой создание пузырьковой камеры и соответствующей методики имело большое значение для ядерной физики и физики элементарных частиц это уменьшение размера пузырьков вдоль треков (за счет вскипания жидкости, а не конденсации пара как в методе Вильсона), что в свою очередь привело к увеличению точности измерений и качественному шагу вперед в изучении ядерных и атомных процессов.

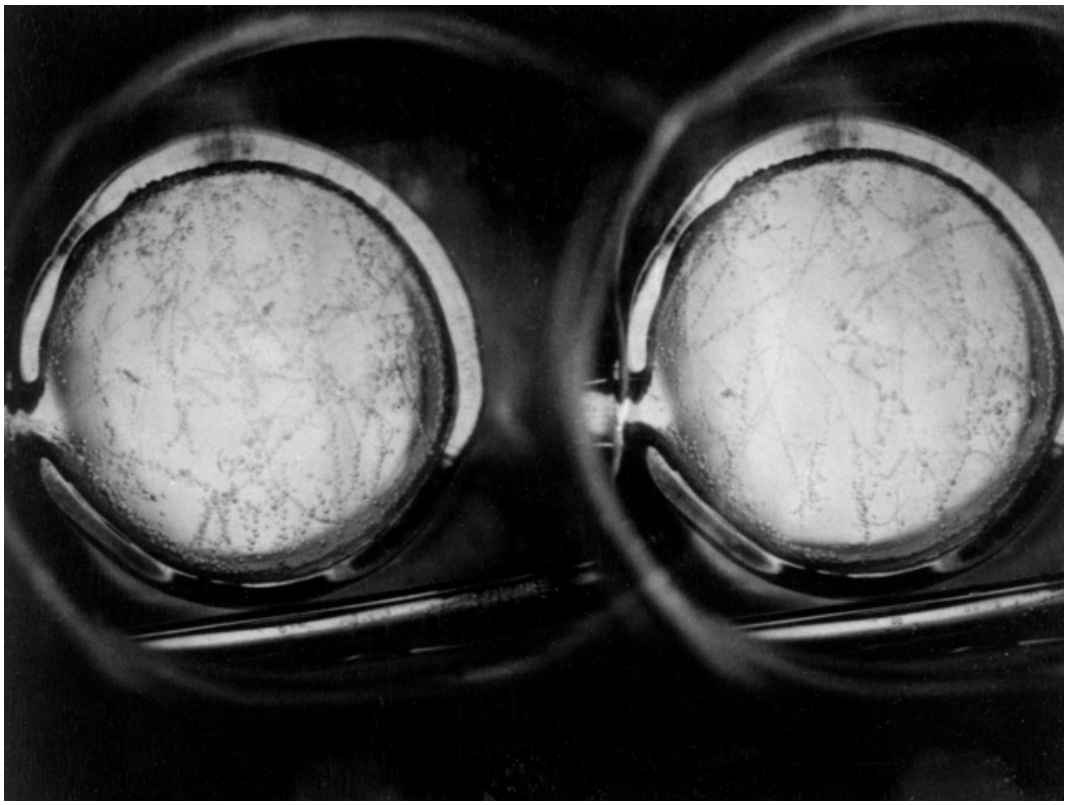
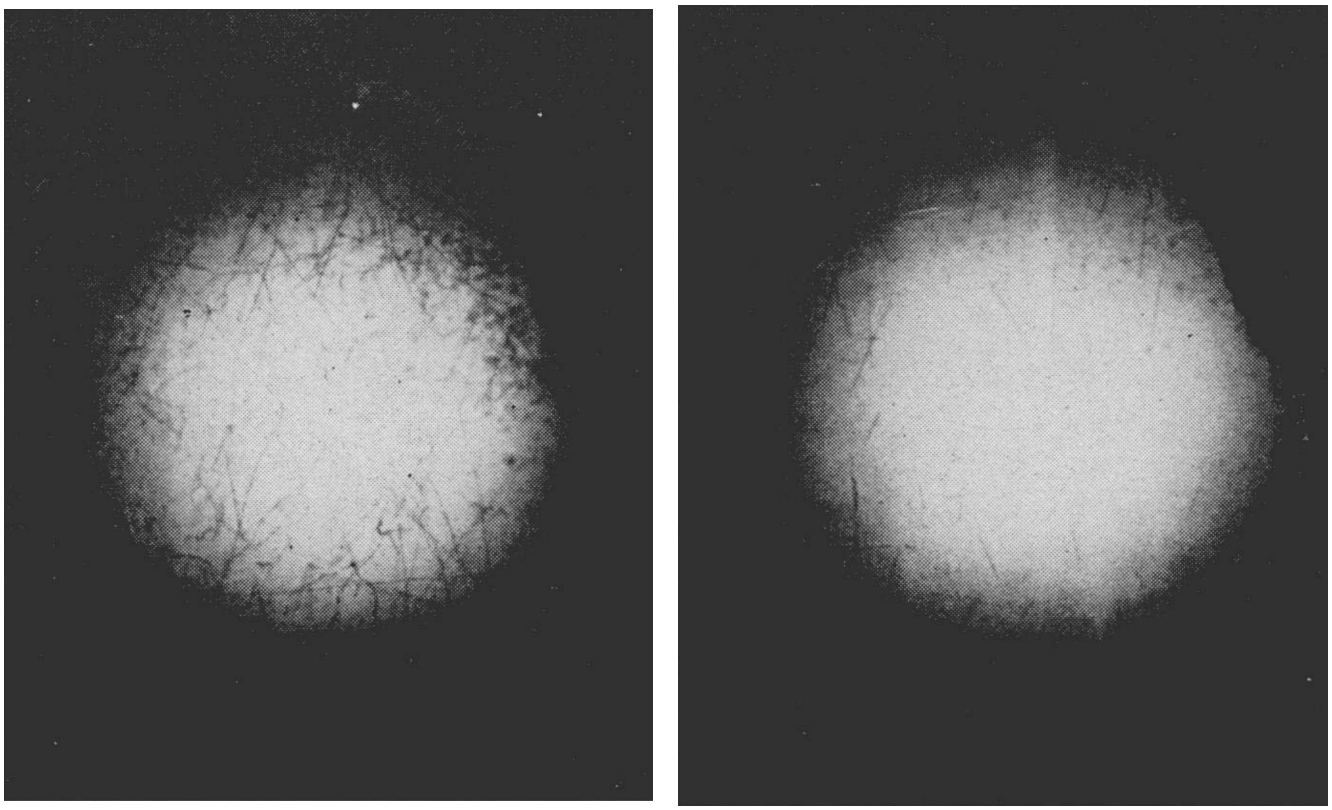


Рисунок 1 — Первые треки частиц, наблюдаемые в Джоном Вудом в пузырьковой камере на жидком водороде.

Говоря о пузырьковых камерах, стоит упомянуть о двух экспериментах в институте физики высоких энергий (ИФВЭ), г. Протвино, разработанных в 70-х годах XX века — пузырьковой камере эксперимента «СКАТ» [17] и камере «Мирабель», являющейся совместным проектом ИФВЭ и центра ядерных исследований Сакле [18]. Пузырьковая камера СКАТ, заполненная пропан-фреоновой смесью создавалась с целью проведения исследований в пучках нейтрино и введена в эксплуатацию в 1975 году. Объем камеры составляет 7500 литров что делает ее одной из крупнейших тяжеложидкостных камер в мире. В качестве рабочей жидкости камеры «Мирабель» использовался жидкий водород, корпус камеры представлял горизонтальный цилиндрический сосуд диаметром 1,6 и длиной 4,5 метра, объем жидкого водорода в камере составлял 11 000 литров.

Дальнейшее развитие методов регистрации частиц характеризуется применением полупроводниковых приборов в создании детекторов элементарных частиц. Создание приборов такого типа позволило заметно продвинуться вперед в области энергетической спектрометрии по нескольким причинам проявляющимися в больших преимуществах надо аналогичными приборами. В первую очередь, энергия, затрачиваемая на образование одной пары носителей заряда



а) б)

Рисунок 2 — Треки в пузырьковой камере. Нейтрон (а) и гамма-квант (б)

в полупроводниковом детекторе, на порядок меньше, чем в газах. Кроме того, высокая плотность активного вещества детектора (в $\sim 10^3$ раз больше плотности газов) позволяет получить значительно больший заряд на единице пути частицы в объеме детектора, что является фактором увеличения точности измерения ионизации [19]. Отдельно стоит отметить, что полупроводниковые детекторы имеют меньшие флуктуации сигнала, что повышает энергетическое разрешение [20]. В настоящее время существует обширная номенклатура полупроводниковых детекторов на основе кремния (серия ДК): поверхностно-барьерных, диффузионно-дрейфовых, детекторов нейтронного и γ -излучения типа СППД1, кремниевых дозиметров (СКД) и т.д.; на основе германия: (серия ДГД и ДГР и т.д.); и на основе других полупроводниковых материалов (например, CdTl, GaAs, CZT-детектор) РГД, СППД [21].

Помимо использования полупроводниковых материалов в качестве непосредственно детекторов части, следует упомянуть о разработке миниатюрного фотоумножителя на основе кремния (SiPM). Первые прототипы таких детекторов появились в России в конце 80-х годов XX века [22]. Однако принцип их работы был не до конца изучен, в то время как эффективность регистрации

света была достаточно низкой. В 90-х годах физические принципы работы этих приборов были детально изучены, что позволило создать теоретическую базу для создания нового класса твердотельных фотодетекторов, в основе которых совокупность гейгеровских микросчетчиков, объединенных на общей подложке. В 1992 году в разработку SiPM включилась кафедра физики элементарных частиц Московского инженерно-физического института [23]. В настоящее время SiPM изучается множеством исследовательских групп на предмет применения в физике высоких энергий, калориметрии, в астрофизике и медицинской визуализации. Кремниевый фотоумножитель состоит из матрицы, независимых микросчетчиков (пикселей) с характерным размером от 10 до 50 мкм, подключенных параллельно. Каждый пиксель состоит из последовательно соединенных фотодиода и гасящего резистора. Рабочее напряжение фотодиода на несколько вольт выше его напряжения пробоя, так что электрический пробой происходит, если в активном объеме образуется фотоэлектрон. Для чувствительности к последовательным фотонам, каждый лавинный пробой прерывается встроенным гасящим резистором. Носитель заряда, образующий лавину, может быть создан либо в процессе поглощения фотонов или теплового возбуждения (тепловой шум), также он может быть высвобожден из дефекта решетки кремния (афтеримпульс). При электрическом пробое первичные носители заряда (фотоэлектроны) усиливаются за счет лавинного процесса, при этом коэффициент усиления составляет $\sim 10^6$ — значения, сравнимого с коэффициентом усиления обычного вакуумного фотоумножителя. Поскольку структура пикселя может быть получена с высокой однородностью, число электронов, образующихся в результате лавинного пробоя, является приблизительно одинаковым, независимо от того, какой из пикселей срабатывает, что обеспечивает превосходное фотоэлектронное разрешение устройства с возможностью различения отдельных фотоэлектронов (Рисунок 3)[24].

Измерение энергии высокоэнергичных частиц возможно несколькими способами: при помощи измерения времени пролета частицы между двумя (или более) счетчиками, по кривизне траектории в магнитном поле, с предварительной идентификацией частицы, и методом полного поглощения. Времяпролетный метод наиболее распространен при измерении энергии нейтральных частиц, в первую очередь нейтронов. таком случае энергия частицы определяется по времени, затрачиваемым ей на пролет определенного фиксированного расстояния.

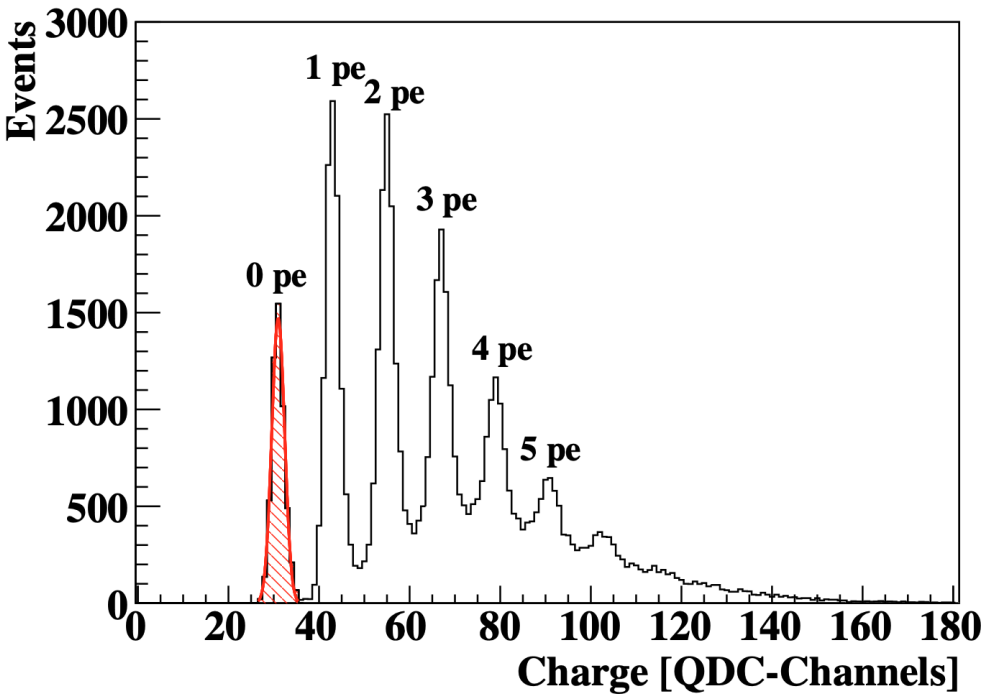


Рисунок 3 — Одноэлектронный спектр полученный с помощью кремниевого фотоумножителся. Каждый пик соответствует определенному количеству фотоэлектронов (pe).

Использование времяпролетного метода при измерении энергии нейтронов позволяет измерять их энергию в широком энергетическом диапазоне от 10^{-2} до 10^{8} эВ. Принцип спектрометрии нейтронов по времени пролета основан на измерении времени t, необходимого нейтрону для преодоления расстояния L от источника до детектора [25].

Другим методом измерения энергии частиц является метод полного поглощения. За его реализацию отвечают устройства называемые ионизационными калориметрами, принцип действия которых основан на полной остановке частице в объеме детектора посредством регистрации и измерения энергии всех продуктов ее взаимодействия с детектором [26]. По принципу построения калориметры различают на гетерогенные и гомогенные. Гетерогенные калориметры состоят из материала конвертера — плотного вещества, служащего для инициации электромагнитного или адронного ливня и активного вещества (газа, жидкости или твердого тела), для трансформации поглощенной энергии в регистрируемый сигнал. В гомогенных калориметрах активный материал служит как для инициации ливня, так и для регистрации выделенной энергии. Таким

образом пропорциональность этого сигнала поглощенной энергии является важнейшим параметром при определении энергии частиц методом полного поглощения. Электромагнитный ливень это каскад частиц, образующихся при взаимодействии частиц с веществом — электронов, позитронов и гамма-квантов (электромагнитный ливень) или адронов (адронный ливень). Механизм образования электромагнитного ливня следующий: влетающий в объем калориметра гамма-квант, взаимодействуя с материалом поглотителем, образует электрон-позитронную пару, каждый продукт которой, в свою очередь, испускает фотоны за счет тормозного излучения — взаимодействия легкой заряженной частицы с полем атома вещества. Образовавшиеся гамма-кванты обладают энергией достаточной для образования новых e^+e^-, испускающих тормозное излучение и т.д. Описанный процесс проходит лавинообразно до достижения вторичными частицами критической энергии — энергии при которой удельные потери посредством тормозного излучения сравниваются с ионизационными удельными потерями [27]. Схематичное описание электромагнитного ливня представлено на рисунке 4.

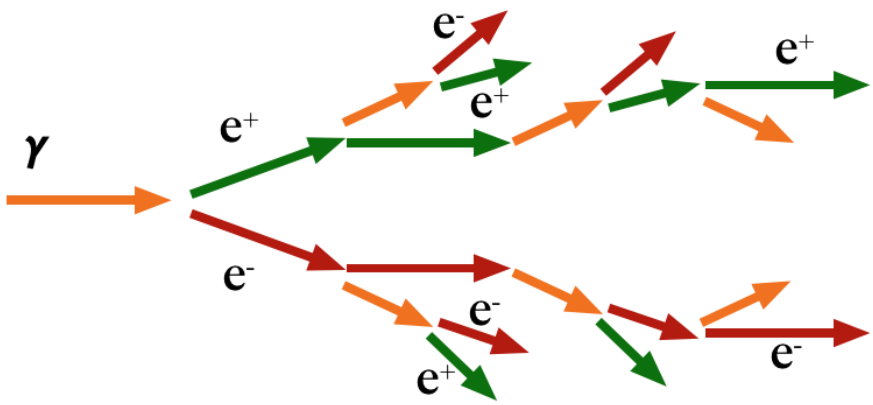


Рисунок 4 — Схематическое изображение механизма развития электромагнитного ливня.

Механизм развития адронного ливня значительно отличается от электромагнитного поскольку проходит на уровне ядерного (сильного) взаимодействия через составное ядро. Рассмотрим механизм образования адронного ливня на примере взаимодействия высокоэнергичного протона с мишенью. При попадании протона в область действия ядерных сил происходит его взаимодействие с протонами и нейтронами ядра мишени, называемыми нуклонами. Взаимодей-

ствие протона с атомом включает в себя несколько возможных каналов реакции: упругое взаимодействие, неупругое рассеяние с возбуждением атома, неупругое рассеяние с ионизацией атома, ядерные реакции, прочие каналы (перезарядка, тормозное излучение и д.р.) [28]. В результате взаимодействия кварков образуются короткоживущие резонансные состояния нуклонов, так например Δ-резонанс распадется нуклон и пион, а Δ^{++}-резонанс на положительно заряженный пи-мезон и протон. В то же время, в результате захвата нуклона ядром возникают составные ядра, снимающие возбуждение посредством распада с испусканием гамма-кванта. При этом, процессы происходящие при взаимодействии протона с ядром мишени можно разделить на быстрые (внутриядерный каскад), с характерным временем порядка 10^{-22} с, и медленные (10^{-16} с). К быстрым процессам относят взаимодействие получивших энергию нуклонов внутри ядра (квазисвободных) с другими нуклонами и передачу им энергии, а также образование пионов и других адронов, вылет высоконергетичных нуклонов, К медленным процессам относят процессы снятия возбуждения ядра за счет «испарение нуклонов» до тех пор, пока энергия возбуждения не станет меньше энергии связи ($\approx$ 8 МэВ). При этом, энергия, затраченная на преодоление энергии связи не регистрируется калориметрами и считается потерянной. Некоторые частицы, образовавшиеся в результате ядерных взаимодействий (например π^0-мезоны) и ионизации атомов (δ-электроны), взаимодействуют электромагнитно и образуют электромагнитный ливень [29].

Размеры электромагнитного ливня в веществе характеризуются радиационной длиной (X_0) и радиусом Мольера (R_m), варьирующимся для разных материалов. Радиационной длиной называется характерное расстояние на котором энергия электрона в материале уменьшается в e-раз, для полного поглощения электромагнитного ливня типичная длина калориметра составляет не менее 25-27(X_0). Радиус Мольера — радиус окружности в которой концентрируется $\approx$95% энергии электромагнитного ливня. Адронные ливни характеризуются ядерной длиной — длиной в см при которой энергия адрона уменьшается в e-раз. Ядерная длина значительно больше радиационной, поэтому при одинаковых продольных размерах модулей электромагнитного и адронного калориметров последний требует больше вещества абсорбера для полного поглощения ливня.

Калориметры нашли применение как в экспериментах на ускорителях, так и в исследованиях космического излучения, для изучения которого они изначально и были разработаны. Первый рабочий вариант калориметра для измерения энергии был испытан исследователями Московского Государственного Университа Григоровым, Нурзиным и Рапопортом в 1957 году, а сам метод регистрации частиц был предложен Григоровым Наумом Леонидовичем в 1955. Прибор представляет собой усеченную пирамиду высотой 170 см, верхнее сечение которой составляет около 0,6 м^2, а нижнее — около 0,8 м^2 (Рисунок 5). Пирамида содержит восемь слоев железа общей толщиной 85 см. Ма-

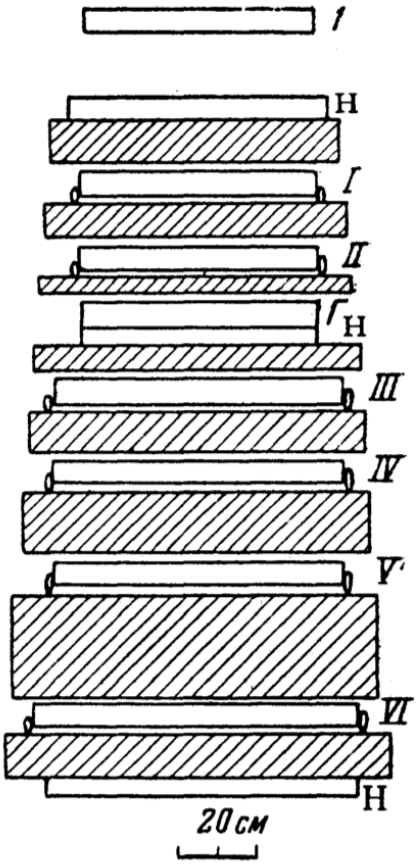


Рисунок 5 — Схематическое поперечное сечение установки. I-VI — ряды ионизационных камер; 1, 2 — ряды телескопических счетчиков; H — контейнеры с годоскопическими счетчиками.

териал поглотитель (абсорбер) выбирался исходя из баланса двух факторов: пробег электрон-фотононного каскада (электромагнитного ливня), в то время как плотность материала абсорбера должна быть достаточной для поглощения первичных и вторичных частиц и инициирования ливня. В качестве прибора, регистрирующего частицы ливня использовались импульсные ионизационные

камеры, заполненные агроном под давлением в 5,5 атм. Прибор создавался для изучения космического излучения и был испытан на высоте 3800 м над уровнем моря [30].

Способы построения калориметров могут варьироваться в зависимости от задач эксперимента: это могут быть гомогенные приборы, в которых активный материал выполняет роль, как абсорбера для инициации ливня, так и веществом регистрирующим частицы ливня, либо гетерогенные калориметры, в случае, когда в качестве абсорбера используется плотный металл (железо, свинец и т.д.), а продукты взаимодействия регистрируются другим материалом (газ, жидкость, твердое тело). Так, например, гомогенный калориметр позволяет достичь лучших значений энергетического разрешения ввиду того, что флуктуации ливня сводятся к минимуму, за счет исключения потерь энергии в материале поглотителе.

В современных экспериментах физики элементарных частиц калориметры являются важнейшими приборами по ряду причин [31]:

- Чувствительность как к заряженным, так и к нейтральным частицам;
- Возможность идентификации частиц за счет различий в характерных картинах ливней от разных частиц;
- Улучшение энергетического разрешения с ростом энергии, поскольку калориметрия основана на статистических процессах;
- Возможность получения быстрого сигнала в пределах 100 нс (зависит от активного материала).

Подавляющее большинство экспериментов по физике высоких энергий имеют в своем составе электромагнитные калориметры. Так, например, калориметр детектора ATLAS построен с использованием жидкого аргона [32], в то время как эксперименты CMS и ALICE обладают калориметрами на основе сцинтилляционных кристаллов $PbWO_4$ [33; 34]. Электромагнитный и адронный калориметр детектора LHCb построены по технологии шашлык с использованием в качестве активного вещества сцинтиллятора на основе полистирола (подробное описание в п 1.4).

Актуальность темы диссертации: Экспериментальное подтверждение существования Бозона Хиггса экспериментами ATLAS и CMS на Большом Адронном Коллайдере (LHC) [35; 36] дополнило стандартную модель (СМ), однако на данный момент модель не является «теорией всего» и актуальным направ-

лением современной физики являются исследования по поиску так называемой Новой физики, выходящей за рамки СМ. Физическая программа эксперимента LHCb в ЦЕРН посвящена изучению физики частиц, содержащих c- и b–кварки, поскольку в их распадах ожидается наличие эффектов, не описанных Стандартной Моделью. Это может повлечь за собой отклонения от СМ в описании CP-симметрии, что подтверждает актуальность эксперимента. Калориметрическая система является важнейшей частью детектора LHCb и отвечает за триггер нулевого уровня электронными и фотонными кандидатами с высоким поперечным импульсом [37], измерение энергии частиц и их положения, а также позволяет проводить идентификацию электронов, фотонов и адронов [38].

В рамках модернизации LHC и реализации программы увеличения светимости [39; 40], произойдет увеличение радиационного воздействия, оказываемого на подсистемы детектора LHCb. Увеличение светимости LHC будет проходить в два этапа, на первом этапе (2027-2030) светимость будет увеличена с $5fb^{-1}$ до $50fb^{-1}$, а на втором (с 2032 года) до $300fb^{-1}$. Таким образом, актуальность темы определяется необходимостью модернизации электромагнитного калориметра (ECAL) на предмет повышенного быстродействия и радиационной стойкости внутренней и центральной частей прибора.

Цель работы: разработка модуля калориметра гетерогенной структуры, состоящего из плотного абсорбера и сцинтилляционных волокон, расположенных параллельно направлению развития ливня. Технология носит название spaghetti calorimeter (SPACAL) Основной задачей являлось создание прибора, соответствующего требованиям эксперимента LHCb после второго этапа модернизации LHC, по временному разрешению (десятки пс), сохранению энергетического разрешения на уровне ($\sim 10\%/\sqrt{E}$) и радиационной стойкости, позволяющей работы при интегральной светимости $300fb^{-1}$.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Поиск и исследование радиационно-стойких материалов, потенциально применимых в электромагнитной калориметрии.
2. Оптимизация конструкции модуля с целью оптимального применения новых материалов.
3. Моделирование работы прототипа при регистрации релятивистских электронов и фотонов.

4. Создание и сборка тестового прототипа калориметра.
5. Тестирование прототипа на пучке релятивистских электронов. Анализ результатов измерений.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Конструкция электромагнитного калориметра типа Спагетти в качестве детектора, работающего в условиях высокой радиационной нагрузки при поглощенной дозе порядка 100 МРад.
2. Результат исследования оптической прозрачности сцинтилляционных кристаллов под воздействием радиационных нагрузок, приближенных к условиям работы детектора LHCb в условиях повышенной светимости БАК.
3. Оптимизация геометрии прототипа калориметра по результатам Монте-Карло моделирования его работы при регистрации релятивистских электронов и фотонов.
4. Результаты экспериментального тестирования прототипа электромагнитного калориметра эксперимента LHCb на пучке релятивистских электронов.

Научная новизна:

1. Измерена радиационная стойкость сцинтилляционных кристаллов гадолиний-алюминиевого галлиевого граната, допированного церием (GAGG:Ce) при поглощенной дозе порядка 100 МРад;
2. Впервые собран и протестирован спагетти-калориметр на основе кристаллических сцинтилляционных волокон;
3. Исследованы энергетические и временные характеристики прототипов спагетти-калориметров.

Научная и практическая значимость: Предложенный метод построения калориметрической системы регистрации электромагнитных ливней позволяет проводить исследования в условиях повышенных радиационных нагрузок ($\sim$ 100 МРад в центральной части калориметра) и обладает высокими значениями временного и энергетического разрешения, при этом пространственное разрешение калориметра определяется размером ячейки и может варьироваться в зависимости от задач.

Степень достоверности полученных в работе результатов определяется стабильностью функционирования всех подсистем экспериментальной установ-

ки в период набора данных, а также сравнением результатов моделирования с результатами экспериментальных исследований.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на: VIII Международной школе-конференции «Современные проблемы физики и технологий», Москва (15 — 20 апреля 2019); The SENSE Detector School, Мюнхен (19—22 июня 2019); LHCb simulation and reconstruction Meeting, Женева (Октябрь 2018), Регулярных совещаниях исследовательской группы SPACAL R&D/LHCb ECAL Upgrade 2, Женева (2017 — 2022). Также результаты работы неоднократно докладывались на коллаборационных совещаниях LHCb week в CERN (2017 — 2022).

Личный вклад. Автор принимал активное участие в реализации проекта на всех стадиях, а именно: проведении радиационных испытаний образцов сцинтилляционных кристаллов, разработке и сборке тестовых прототипов, моделировании прототипов в инструментарии GEANT4, подготовке экспериментальной установки, проведении экспериментальных исследований, а также при решении сопутствующих основной цели задач.

Публикации. Общий список публикаций автора включает 162 статей. При этом основные результаты по теме диссертации изложены в 4 неколлаборационных работах [41—44] 3 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК [41—43]:

1. V. Alenkov, E. Shmnain [и др.] «Irradiation studies of a multi-doped $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}$ scintillator» Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2019. — т. 916. — с. 226—229;
2. E. Shmanin «GEANT4 simulation of energy resolution of the SPACAL electromagnetic calorimeter» Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — янв. — т. 1439. — с. 012007;
3. G. Dodovitskiy, E. Shmanin [и др.] «Time and energy resolution with SPACAL type modules made of high-light-yield Ce-doped inorganic scintillation materials: Spillover and background noise effects» Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. - 2021. - т. 999. - с. 165169;

4. I. Guz, E. Shmanin [и др.] «A simulation study of the time measurement accuracy for the SPACAL type ECAL Module for LHCb Upgrade phase 2» CERN. — Geneva, 05.2020. — URL: http://cds.cern.ch/record/2718983.;

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и двух приложений. Полный объём диссертации составляет 141 страницу с 98 рисунками и 11 таблицами. Список литературы содержит 121 наименование.

Глава 1. Эксперимент LHCb на Большом адронном коллайдере

1.1 Большой адронный коллайдер

Большой Адронный коллайдер (LHC) является кольцевым ускорительным комплексом, протяженностью 26,7 км, на встречных пучках протонов. Комплекс находится около города Женева, на границе Франции и Швейцарии и расположен на глубине 100 м под землей, для уменьшения фоновых событий, вызванных космическим излучением и снижением радиационного фона для окружающей среды. Большой адронный коллайдер работает с протонами, полученными путем ионизации атомов водорода, которые ускоряются линейным ускорителем Linac2 до 50 МэВ, затем попадают в PSB, где достигают энергии 1,4 ГэВ, после ускоряются синхротроном PS до энергии 28 ГэВ и лишь затем попадают на последний этап ускорения перед инжекцией в LHC — в протонный суперсинхротрон SPS, где достигают энергии в 450 ГэВ/С [45]. На 2018 год (конец этапа Run 2) энергия столкновений в системе центра масс составляла $\sqrt{s} = 13$ ТэВ при светимости $L = 10^{34}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$. Основные и крупнейшие эксперименты на LHC — ATLAS, CMS, ALICE и LHCb. Исследования данных экспериментов направлены на изучение свойств Бозона Хиггса, а также исследование t-кварков и поиск Новой физики (ATLAS, CMS и LHCb), исследование ион-ионных столкновений (ALICE) и изучение физики частиц, содержащих c- и b – кварки (LHCb) [46—48]. Общая схема экспериментального комплекса представлена на Рисунке 6.

Открытие бозона Хиггса [35; 36] позволило дополнить Стандартную Модель и является первым шагом к поиску Новой физики, выходящей за ее пределы. LHC обладает потенциалом для ответа на такие вопросы как существование суперсимметрии (связь бозонов и фермионов), исследование природы темной материи, поиск дополнительных измерений и т.п. Однако, исследование редких явлений требует увеличения экспериментальных данных, для решения этой задачи были разработаны проекты по увеличению производительности большого адронного коллайдера.

В 2013 году была одобрена и принята программа работы ускорителя LHC в режиме повышенной светимости (HL-LHC). Программа предусматривает повышение светимости — актов соударения протонов в единицу сечения до $L = 2 \times 10^{35}$см$^{-2}$ с$^{-1}$. Основной задачей HL-LHC является увеличение темпов набора экспериментальных данных, что позволит уменьшить время, необходимое для снижения вдвое статистической ошибки с нескольких десятков лет до одного года. Увеличение светимости более чем в 50 раз, в свою очередь, вызовет соразмерное увеличение радиационных нагрузок на все детекторные комплексы, работающие на LHC, по этой причине, необходима модернизация подсистем детекторов, не рассчитанных на повышенные нагрузки [39; 40].

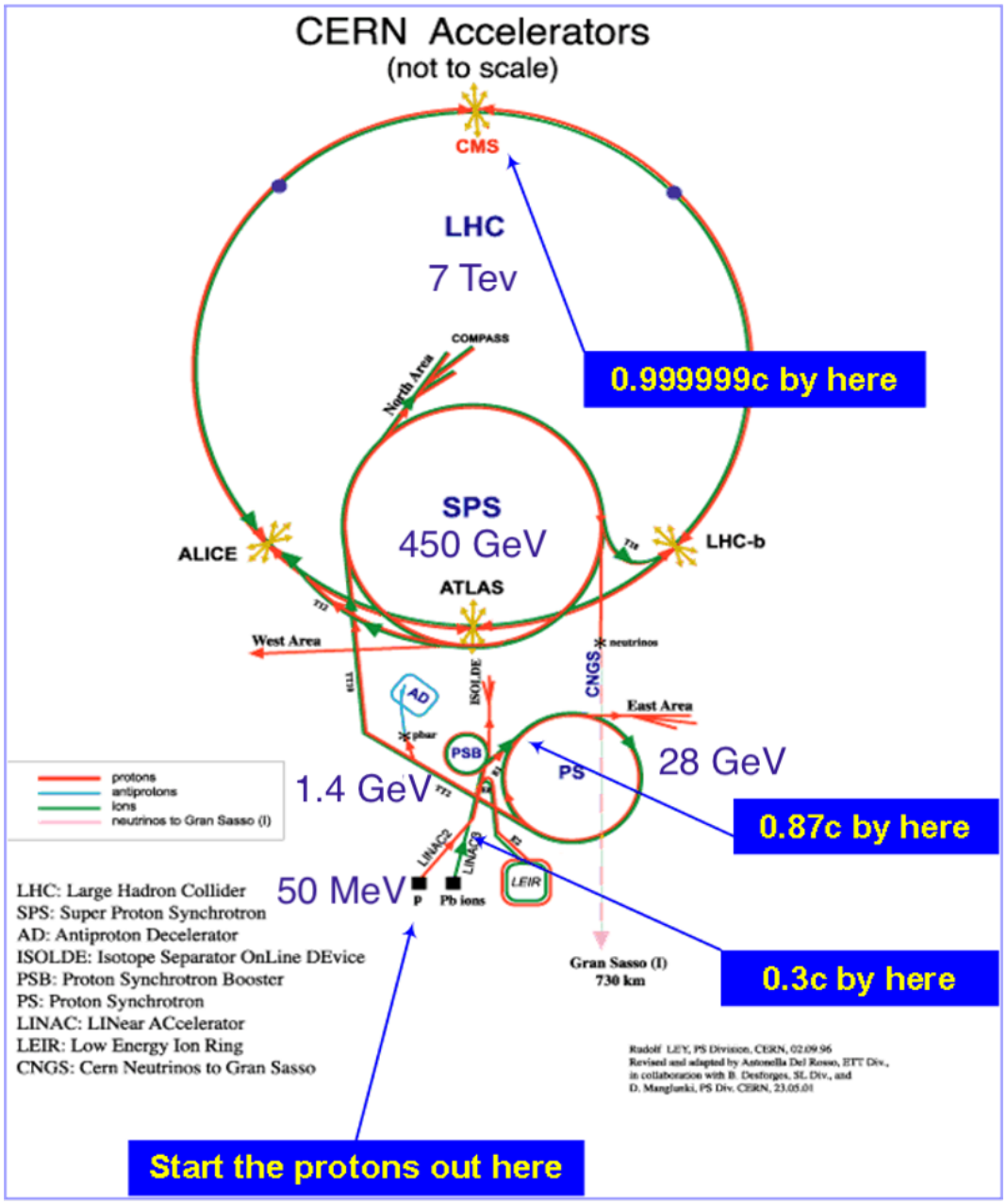


Рисунок 6 — Ускорительный комплекс LHC

1.2 Эксперимент LHCb

Эксперимент Large Hadron Collider beauty (LHCb) является одним из четырех экспериментов на LHC, наряду с CMS, ATLAS и ALICE. Главной задачей данного эксперимента является поиск Новой физики за пределами Стандартной Модели, а также изучение процессов, влияние которых повлекло за собой возникновение одного из самых впечатляющих явлений во Вселенной — преобладания количества материи над антиматерией, что предоставило возможность возникновению мира в таком виде, в каком он существует сейчас. Предполагается, что данное нарушение произошло в первые моменты возникновения Вселенной и доля преимущества вещества над антивеществом составила порядка 10^{-9}. В середине XX века, после обнаружения CP – нарушения в распаде $K_L \to 2\pi$, академик А.Д. Сахаров сформулировал условия [49] возникновения асимметрии при эволюции Вселенной из начального состояния с барионным числом равным нулю, влияние которых могло бы привести к появлению эффекта антисимметрии вещества. Первым из условий было нарушение барионного числа. Вторым – нарушение пространственной и зарядовой инвариантности (CP — симметрии), что означает нечетность оператора барионного числа в $C-$ и CP – преобразованиях. Поэтому ненулевое барионное число приводит к тому, что в гамильтониане нарушаются C - и CP – симметрии. [50]. Иными словами, при инверсии координат и зарядов, не представляется возможным переход из мира, состоящего из материи в антимир на основе антиматерии. Третьим условием являлось нарушение термодинамического равновесия, во время Большого Взрыва, поскольку при стремлении системы к такому равновесию, она становится более симметричной и будет «вымывать» временной избыток преобладающих частиц. С начала работы Большого адронного коллайдера, эксперимент LHCb проводит исследования в области распадов адронов, содержащих $b-$ и $c-$ кварки, с целью поиска Новой физики в процессах, протекающих с нарушением CP — инвариантности.

1.3 Основные достижения эксперимента LHCb

За время набора данных с 2009 года коллаборацией LHCb было опубликовано более 1000 работ касательно исследований в области физики очарованных частиц и редких распадов B-мезонов. В данном подразделе рассмотрены основные достижения коллаборации и их краткое описание [51].

В 2015 году экспериментом LHCb было объявлено открытие новой ранее не зарегистрированной субатомной частицы состоящей из пяти кварков — пентакварка [52]. Возможность существования адронов с числом кварков больше минимального ($q\overline{q}$ или qqq) была предсказана еще в 1964 году американским физиком Марри Гелл-Маном [53] и Джорджем Цвейгом [54] независимо друг от друга, затем последовала количественная модель для двух кварков и двух антикварков, разработанная Джаффе в 1976 г. [55]. Идея была расширена [56], чтобы включить барионы, состоящие из четырех кварков и одного антикварка, а название пентакварк было предложено Г.Липкиным [57]. Существует, по крайней мере, один возможный кандидат в тетракварки — $Z(4430)^+$ наблюдаемый в распадах нейтральных B-мезонов по каналу $\overline{B}_0 \to \psi' K^- \pi^+$, позволяющий предполагать, что существование пентакварковых состояний барионов не должно быть неожиданностью. Большое количество распадов Λ^0-барионов на J/ψ-мезон, протон и заряженный каон $\Lambda_b^0 \to J/\psi K^- p$ доступны на LHCb и были использованы для точных измерений времени жизни Λ^0-бариона. В процессе реконструкции инвариантных масс протона и J/ψ-мезона был замечен вклад от промежуточных состояний (Рисунок 7), для установки данного факта резонансной природы распределений инвариантных масс был выполнен полный амплитудный анализ, учитывающий интерференционные эффекты между обеими последовательностями распада. Результатом исследования стало обнаружение промежуточных состояний, названных $P_c(4450)^+$ и $P_c(4380)^+$ (Рисунок 8), при этом первое состояние наблюдалось как дополнительный пик в распределении экспериментальных данных, а второе было получено в ходе детального описания наблюдаемого распределения [58—60].

В 2019 году коллаборация LHCb сообщила о наблюдении узкого пентакваркового состояния $P_c(4312)^+$ распадающегося на $J/\psi p$ со статистической значимостью 7.3 σ в экспериментальных данных распадов $\Lambda_b^0 \to J/\psi K^- p$. Так-

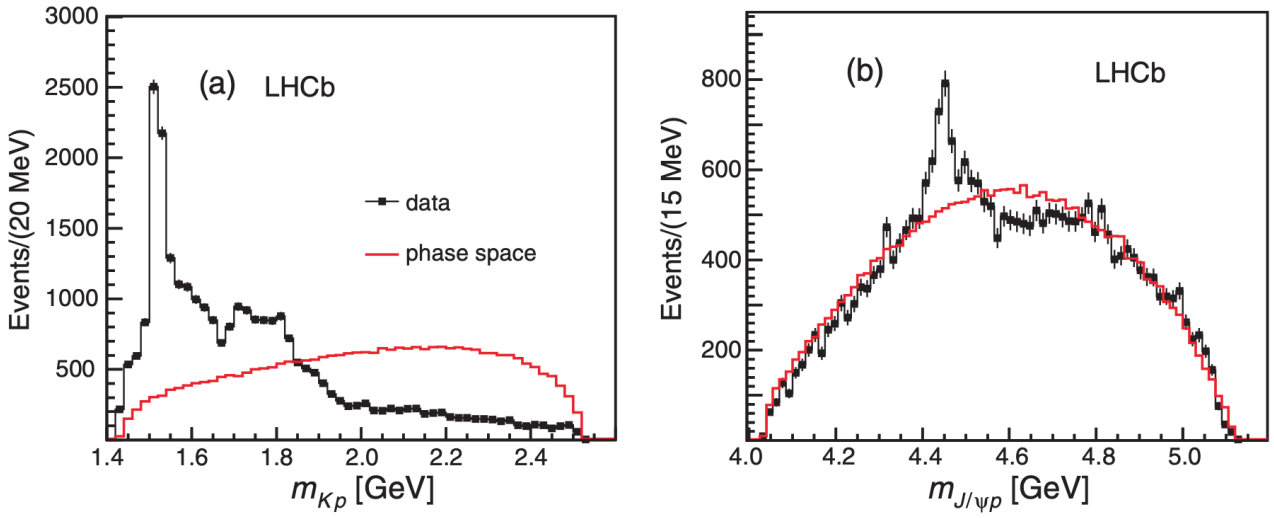


Рисунок 7 — Инвариантные массы K^-p (a) и $J/\psi p$ (b) комбинаций из распадов $\Lambda_b^0 \to J/\psi K^- p$.

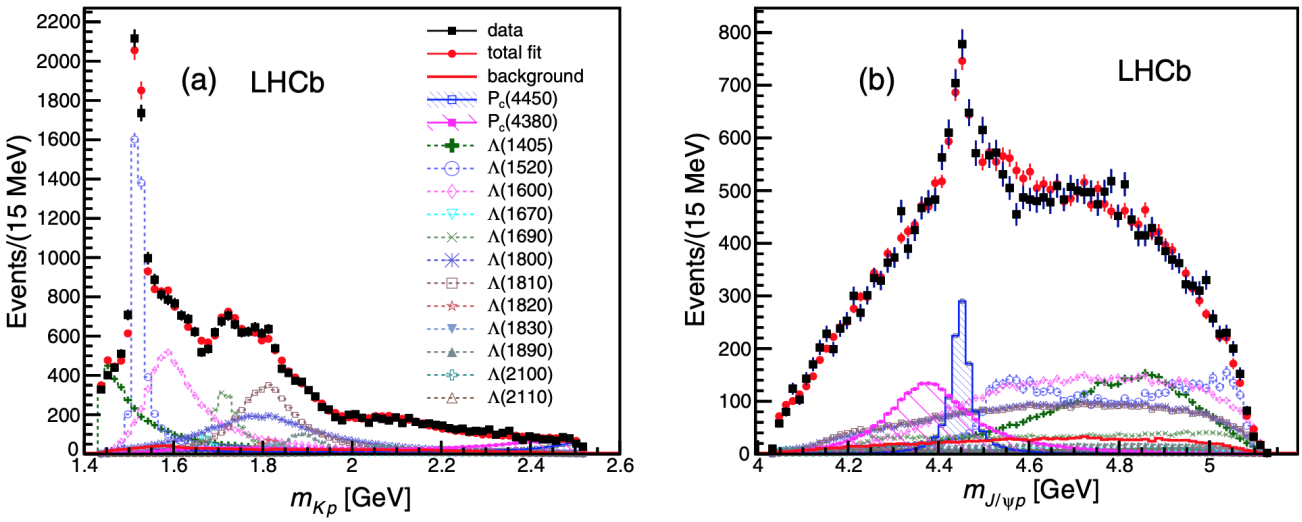


Рисунок 8 — Проекции двумерных распределений по инвариантной массе для m_Kp (a) и $m_J/\psi p$ (b) с двумя P_c^+-состояниями. Экспериментальные данные показаны как квадраты (черный), в то время как круглые точки (красный) демонстрируют результат фитирования суммарной функцией. Кривая (красный) показывает фоновое распределение. Заштрихованный квадрат (синий) демонстрирует состояние $P_c(4450)^+$, закрашенный квадрат (сиреневый) демонстрирует состояние $P_c(4380)^+$. Каждая Λ^* компонента также отмечена на рисунке.

же подтверждено обнаруженное ранее состояние пентакварка $P_c(4450)^+$, однако наблюдается как сумма двух узких пиков $P_c(4440)^+$ и $P_c(4457)^+$ (Рисунок 9) со статистической значимостью разделения двух пиков в 5.4 σ [61].

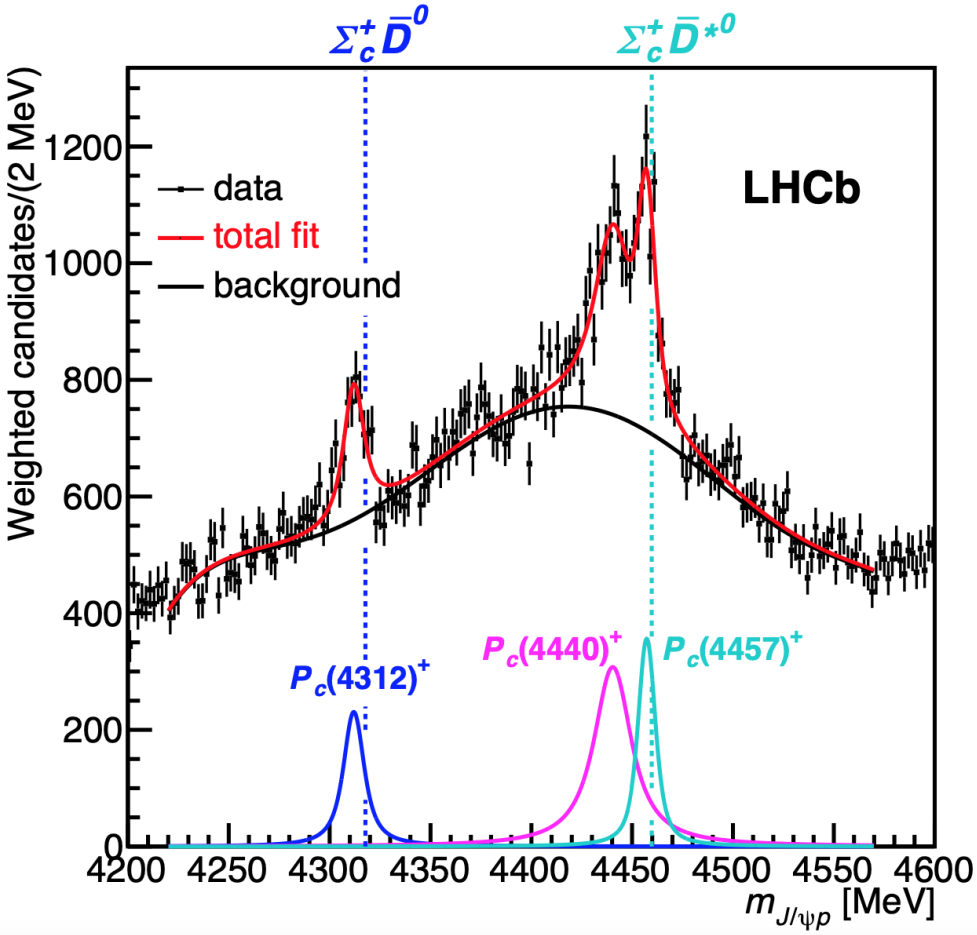


Рисунок 9 — Фит распределения по инвариантной массе для $m_J/\psi p$ с тремя амплитудами Брейт-Вигнера и шестиполиномным фоном. Данный фит использовался для определния масс и ширин P_c^+ состояний.

Эксперимент LHCb играет немаловажную роль в исследованиях редких распадов B-мезонов. Так большой вклад был внесен коллаборацией в исследование распадов с конечным димюонным состоянием $B_(s)^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $B^0 \rightarrow K^{*0}\mu^+\mu^-$. Внутри СМ взаимосвязь слабых взаимодействий и взаимодействий Хиггса подразумевает, что процессы с нейтральными токами, не сохраняющими квантовые ароматы (FCNC-токи) могут возникать только на более высоких порядках электрослабых взаимодействий и сильно подавляются мехнизмом Глэшоу-Иллиополус-Майани (ГИМ). Данное подавление делает процессы с FCNC-токами естественными кандидатами для поиска физики за пределами СМ. В распадах B-мезона изучались переходы кварков $b \rightarrow s$ и $b \rightarrow d$ в то время как переходы $c \rightarrow u$ и $s \rightarrow d$ изучались в распадах D-мезона и K-мезона соответственно. Данные переходы могут происходить через два типа диаграмм Фейнмана — коробчатые и пингвин-диаграммы (Рисунок 10).

При этом коробчатые диаграммы описывают перемешивание нейтральных мезонов, а пингвин-диаграммы — разнообразие редких распадов в процессах с FCNC [51].

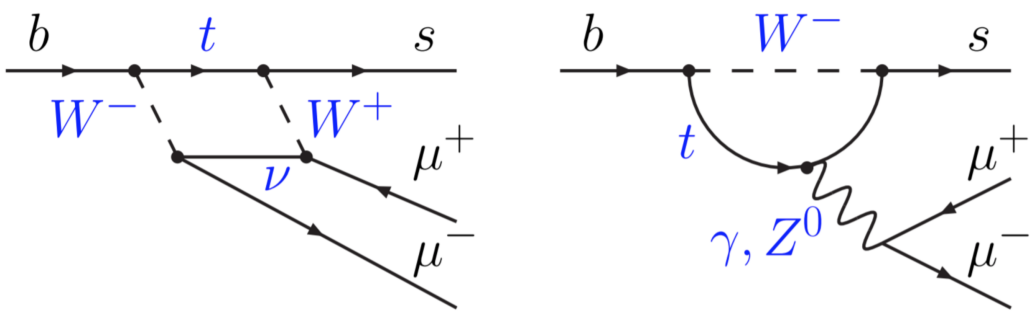


Рисунок 10 — Диаграммы Фейнмана распада b-кварка на s-кварк и мюонную пару: коробчатая диаграмма (слева) и пингвин-диаграмма (справа).

В 2017 году, после 30 лет исследований, обнаружен редкий распад $B_s^0 \to \mu^+\mu^-$, коллаборации LHCb и CMS опубликовали результаты измерения редкого распада $B_s^0 \to \mu^+\mu^-$, а также результаты поиска сверхредкого $B^0 \to \mu^+\mu^-$, используя данные протон-протонных столкновений (Рисунок 11). Избыток $B_s^0 \to \mu^+\mu^-$ распадов наблюдался со статистической значимостью 7.8 стандартных отклонений, что означает первое наблюдение этого распада в эксперименте Вероятность данного распада β составила $\beta(B_s^0 \to \mu^+\mu^-) = (3.0 \pm 0.6^{+0.3}_{-0.2}) \times 10^{-9}$, где первая неопределенность статистическая, а вторая систематическая. Первые измерения эффективного времени жизни показали результат $\tau(B_s^0 \to \mu^+\mu^-) = 2.04 \pm 0.44 \pm 0.05\ ps$.

Первые поиски редчайшего распада привели к установлению вероятности распада $B^0 \to \mu^+\mu^-$ в 3.7 раз больше предсказываемого СМ, однако, результаты коллаборации LHCb не подтверждают данный распад, устанавливая верхний предел $\beta(B^0 \to \mu^+\mu^-) < 3.4 \times 10^{-10}$ на уровне достоверности 95%. Таким образом, все результаты находятся в согласованности с предсказаниями Стандартной Модели [62].

Другим немаловажным объектом исследований эксперимента LHCb является проверка лептонной универсальности. Согласно Стандартной Модели электрослабые связи лептонов с калибровочными бозонами не зависят от их аромата, и СМ является моделью, демонстрирующей лептонную универсальность. Для проверки выполнения правила лептонной универсальности в эксперименте

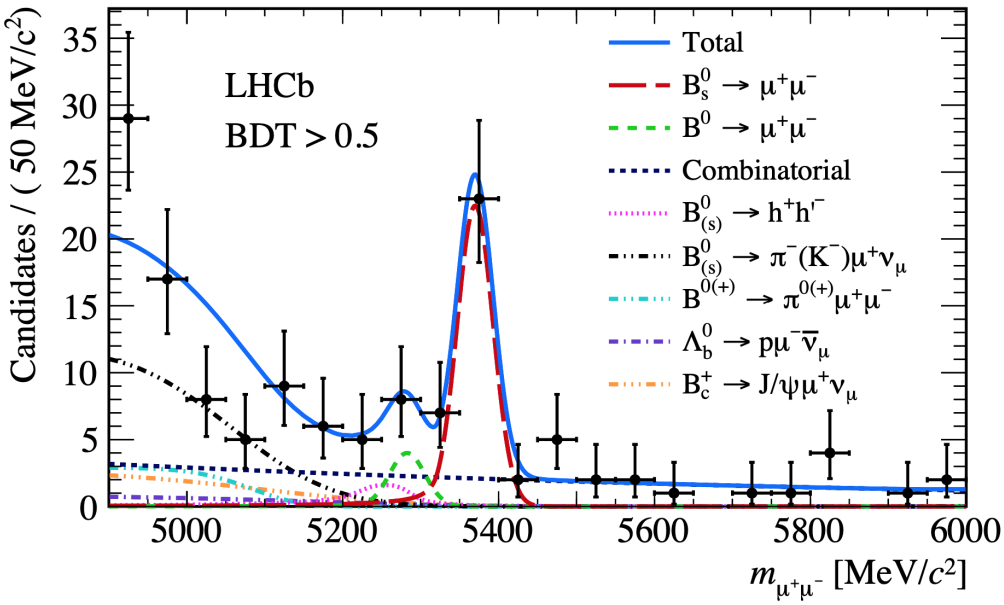


Рисунок 11 — Распределение инвариантной массы выбранных $B_s^0 \to \mu^+\mu^-$ распадов (черные точки) с наложенными результатами фита.

LHCb использовались распад B-мезона в два мюона и аналогичный распад в два электрона. По предсказаниям СМ отношение вероятностей данных распадов R_k должно быть близко к единице. Первые результаты, опубликованные в 2014 году демонстрируют отношение вероятностей распадов $R_k(B^+ \to K^+\mu^+\mu^-$ к $B^+ \to K^+e^+e^-) = 0.75^{0.090}_{-0.074} \pm 0.036$ в области дилептонных инвариантных масс $1 < q^2 < 6\ GeV^2/c^4$. Полученное значение демонстрирует отклонение от СМ на 2.6σ [63]. Спустя четыре года было проведено новое исследование проверки лептонной универсальности на основе отношения вероятностей распадов $B^+ \to K^{*0}\mu^+\mu^-$ и $B^+ \to K^{*0}e^+e^-$. Анализ выполнен на основе данных протон-протонных соударений с энергией в системе центра масс 7 и 8 ТэВ. Отношение $R_{K^{*0}}$ измерено для двух областей квадратов дилептонных инвариантных масс

$$R_{K^{*0}} = \begin{cases} 0.66^{+0.11}_{-0.07}(stat) \pm 0.03(syst) & \text{for } 0.045 < q^2 < 1.1\ GeV^2/c^4 \\ 0.69^{+0.11}_{-0.07}(stat) \pm 0.05(syst) & \text{for } 1.1 < q^2 < 6.0\ GeV^2/c^4 \end{cases}$$

Измеренное отношение отличается от СМ на уровне 2.1-2.3 и 2.4-2.5 стандартных отклонений для двух областей q^2 соответственно. В марте 2021 года в пресс-релизе коллаборации LHCb было объявлено об обновленных результатах исследования лептонной универсальности. В результате обработки данных за

2017-2018 год были исследованы распады $B^+ \to K^+\mu^+\mu^-$ и $B^+ \to K^+e^+e^-$, в области малых дилептонных инвариантных масс $1.1 < q^2 < 6\ GeV^2/c^4$.

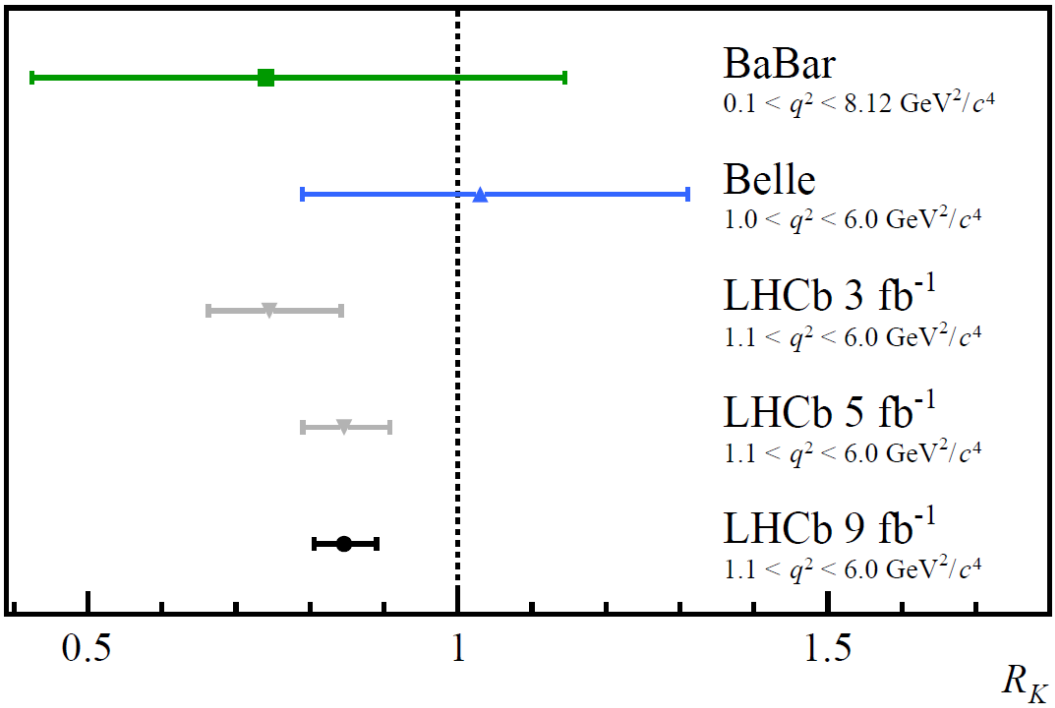


Рисунок 12 — Результаты исследования лептонной универсальности коллаборацией LHCb и другими экспериментами

Результатом данного исследования стало измерение отношения вероятностей распадов $R_k(B^+ \to K^+\mu^+\mu^-$ к $B^+ \to K^+e^+e^-) = 0.846^{+0.044}_{-0.041}$ (статистическая и систематическая погрешности в данном случае объединены), результаты измерения, а также их сравнение с другими экспериментами представлено на рисунке 12. Полученный результат расходится с представлением СМ на 3.1σ, что впервые демонстрирует экспериментальное обнаружение нарушения лептонной универсальности в распадах B^+-мезонов [64].

1.4 Спектрометр LHCb

Детекторный комплекс LHCb является одноплечевым спектрометром, для изучения процессов физики ароматов на LHC схематический вид спектрометра LHCb представлен на рисунке 13. В числе главных задач исследований – наблюдение CP – нарушения в редких распадах тяжелых ароматных частиц, а также

поиск Новой физики за пределами СМ. Угловой аксептанс прибора составляет от 10 до 300 мрад.

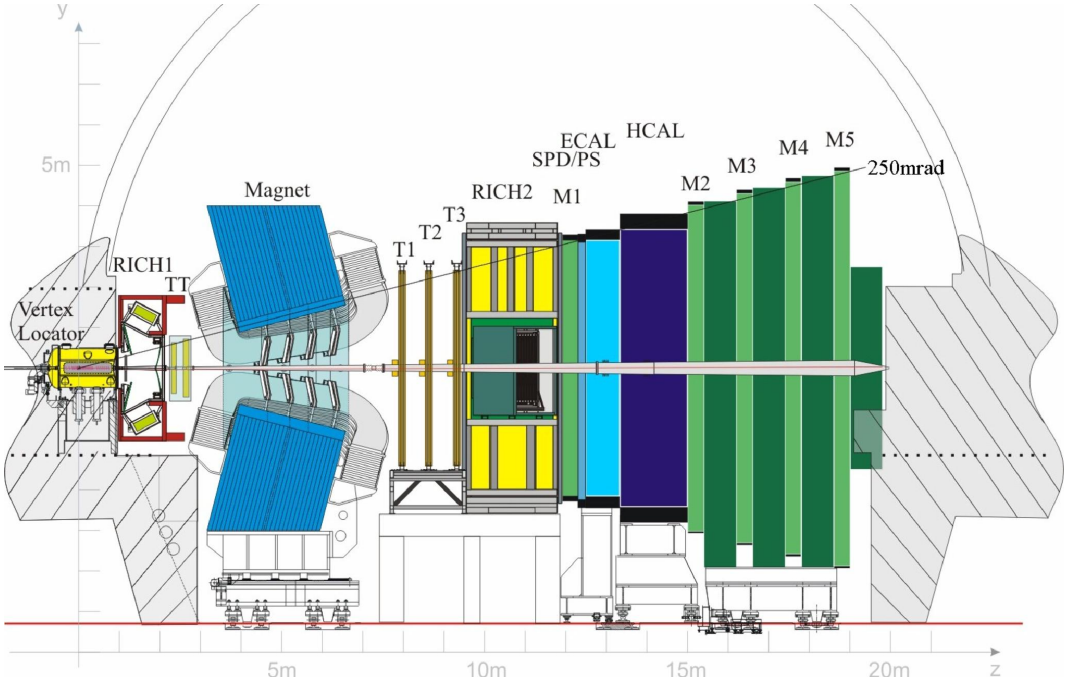


Рисунок 13 — Схематический вид детектора LHCb.

Детекторный комплекс LHCb состоит из следующих подсистем:

– Вершинный детектор Vertex Locator (VELO) — предназначен для реконструкции первичных и вторичных вершин распадов, идентификации b- и c- адронов, а также для измерения пробега этих частиц.
– Черенковские детекторы Ring Imaging Cherenkov Detectors (RICH 1 и RICH 2), основная задача которых — идентификация заряженных частиц в диапазоне импульсов от 1 ГэВ/c до 150 ГэВ/c.
– Магнитная трековая система, состоящая из секции триггерногго трекера (TT), и трех секций T1-T3. Трекинговая система предназначена для реконструкции треков заряженных частиц и черенковских колец RICH-детекторов, а также для вычисления импульсов частиц.
– Калориметрическая система, в состав которой входят сцинтилляционно — падовый детектор (SPD) и предливневый детектор (PS), с установленной свинцовой пластиной между ними, предназначенные для режекции фоновых событий. А также электромагнитный калориметр (ECAL) и адронный калориметр (HCAL). Данная система выполняет задачу по измерению полной энергии частиц (в том числе и нейтральных).

– Мюонная система (M1 — M5). Необходима для регистрации мюонов, рождающихся во многих модах распада B – мезонов, чувствительных к CP – нарушению.

Таким образом, представляется возможным объединить подсистемы спектрометра LHCb в две большие группы - трековые детекторы: VELO, TT, T1 — T3 и детекторы ответственные за идентификацию частиц: RICH 1 и RICH 2, мюонные детекторы M1 — M5 и электромагнитный и адронный калориметры (ECAL и HCAL) [65].

1.4.1 Вершинный детектор VELO

Vertex Locator (VELO) предназначен для измерения трековых координат, используемых при реконструкции первичных и вторичных вершин (рождения и распада) b- и c- адронов. Расположение вершин дает информацию о их времени жизни и импульсных характеристиках частиц, рожденных в этих распадах.

В состав VELO входят ряд кремниевых модулей. Каждый из модулей состоит из двух пластин пиксельных детекторов (сенсоров), ответственных за измерения радиальной, относительно оси пучка, (r) и азимутальной, в системе координат детектора, (ϕ) координат соответственно. Геометрия сенсорных колец детектора представлена на рисунке 14 [66].

В связи с довольно малым временем жизни, а соответственно и пробегом (порядка 1 мм) прелестных и очарованных частиц, возникает необходимость довольно близкого расположения детектора к месту столкновения.

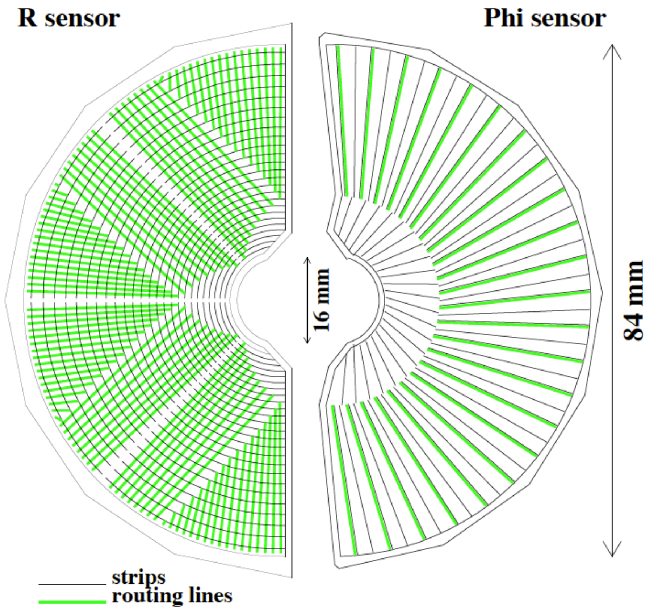


Рисунок 14 — Геометрия координатных и азимутальных сенсоров детектора VELO

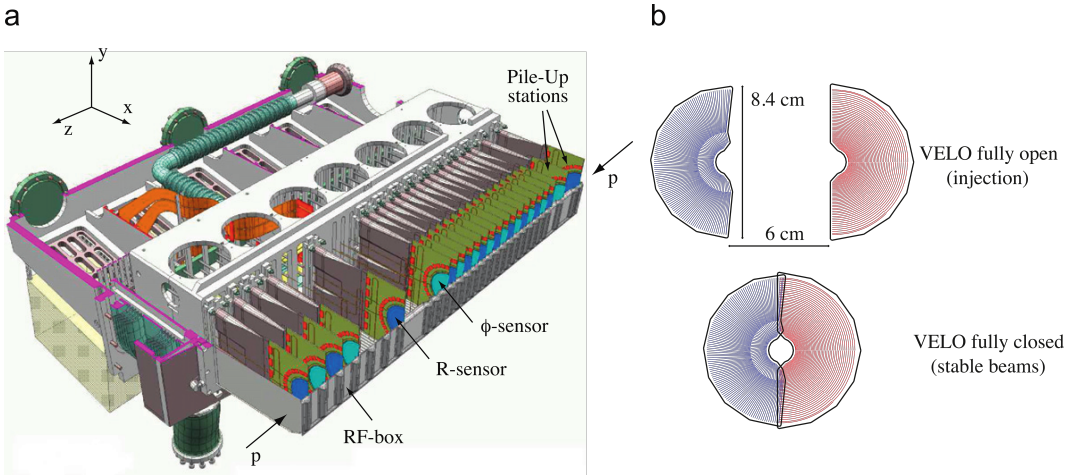


Рисунок 15 — Схематический вид одной из двух секций детектора VELO (а) и рабочее и открытое состояние детектора (б).

По этой причине VELO находится внутри ионопровода на расстоянии 5 мм от оси пучка. Инжектируемый в LHC протонный пучок может отклоняться от заданной оси, что может привести к выходу из строя чувствительных элементов прибора ввиду их близкого расположения, поскольку пучок не является стабилизировнным. По этой причине сегменты VELO имеют возможность отодвигаться от оси пучка на безопасное расстояние порядка 6 см, во время вброса пучка из предускорителя SPS в LHC и до момента его фокусровки до безопасных для системы размеров. На рисунке 15(а) представлена половина детектора

VELO, вертикальная плоскость сечения проходит параллельно через ось пучка [67; 68].

Модули детектора имеют особое расположение для обеспечения того, чтобы частица, родившаяся при соударениях и вылетевшая под углом меньше 300 мрад к оси пучка, пересекала минимум три модуля (Рисунок 16).

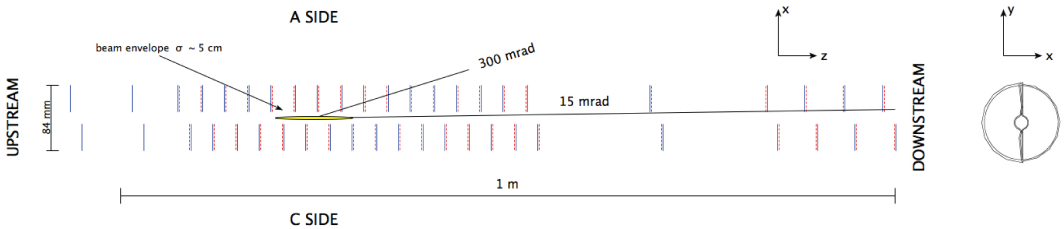


Рисунок 16 — Схематический вид расположения модулей детектора VELO.

Детектор VELO состоит из 42 кремниевых сенсоров, расположенных по обе стороны от оси пучка.

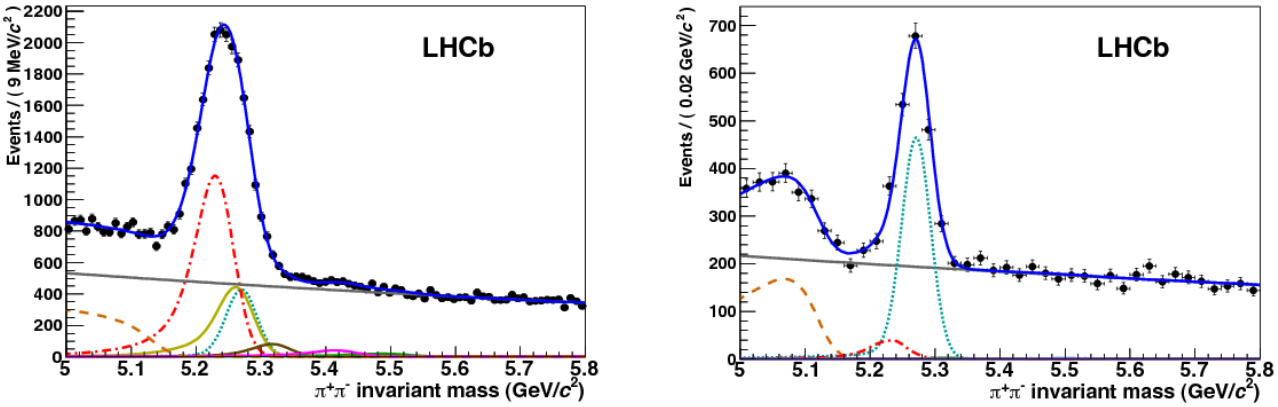
1.4.2 Черенковские детекторы

Детектор черенковского излучения (RICH) обеспечивает идентификацию заряженных частиц в диапазоне импульсов от 2 до 100 GeV/c^2. Он состоит из двух черенковских детекторов, покрывающих весь угловой аксептанс спектрометра LHCb. Физическим принципом работы детекторов черенковского излучения является эффект Вавилова-Черенкова — излучение света при прохождении заряженной частицы в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света в данной среде, при этом угол при вершине светового конуса зависит от скорости света в среде $sin(\phi) = c/n * V_p$, где c - скорость света, n - показатель преломления, V_p - скорость частицы, ϕ - половина угла при вершине конуса [69].

Первостепенной задачей системы детекторов черенковского излучения является идентификация заряженных адронов (π,K,p), регистрация которых является необходимой в экспериментах по физике ароматов для уменьшения комбинаторного фона, поскольку множество исследуемых мод распадов $b-$ и $c-$ адронов включают в себя состояния с несколькими конечными частицами. В адронных коллайдерах, таких как LHC, наиболее распространенной вторичной частицей явления пион (π), а поскольку в распадах тяжелых ароматных частиц

рождается также значительное количество каонов (K) и протонов (p), то необходима сепарация исследуемых заряженных адронов с целью уменьшения фона и повышения точности реконструкции инвариантной массы.

Идентификация продуктов конечных состояний также необходима для разделения конечных состояний различных топологий. На рисунке 17 представлено распределение инвариантной массы исследуемых распадов $B \to h^+h^-$ на эксперименте LHCb а) Без использования системы идентификации заряженных адронов, б) С использованием данных с детекторов RICH 1 и RICH 2.



а) б)

Рисунок 17 — Распределение инвариантной массы распадов $B \to h^+h^-$, полученное детектором LHCb без использования детекторов черенковского излучения (а) и после применения идентификации частиц (б). Сигнал исследуемого распада $B \to \pi^+\pi^-$ представлен черными точками. Вклад от других мод распадов $b-$адронов также представлен: $B^0 \to K\pi^0$ - красная штрихпунктирная линия, трехчастичные распады — оранжевая пунктирная, $B_s \to KK$ — желтая, $B_s \to K\pi^0$ — коричневая, $\Lambda_b \to Kp$ — фиолетовая, $\Lambda_b \to p\pi$ — зеленая линия, серая линия показывает комбинаторный фон.

Детектор RICH состоит из двух детекторов (RICH 1 и RICH 2), RICH 1 расположен между магнитом и детекторов VELO, близко к точке взаимодействия насколько это возможно и покрывает низкий и средний диапазоны исследуемых импульсов частиц (2—40 ГэВ/с) в угловом аксептансе от 15 до 120 мрад. RICH 2 покрывает диапазон импульсов от 15 до 150 ГэВ/с, в угловом аксептансе 15-120 мрад [70].

Рабочей средой в детекторе RICH 1 является аэрогель и перфторбутановый радиатор (C_4F_{10}) [71], в детекторе RICH 2 — тетрафторметан (CF_4). Для фокусировки света в обоих детекторах используется система сферических и плоских зеркал. В качестве фотоприемников используются гибридные фотодиоды (HPD), работающие в диапазоне длин волн 200 – 600 нм. Общее количество фотоприемников — 484, из которых 196 используется в детекторе RICH 1 и 288 в RICH 2, соответственно. [72—74]

1.4.3 Система трековых детекторов

Между черенковскими детекторами расположена трековая система, состоящая из секции триггерного трекера, и трех секций T1—T3, расположенных между магнитом и черенковским детектором RICH 2. Трековые станции T1 — T3 разделены на два элемента: внутренний (IT) и внешний (OT) трекеры. Внутренний и триггерный трекеры изготовлены из p^+n кремниевых микростриповых детекторов. TT модули имеют следующие габаритные размеры: ширина – 9.64 см, длина — 9.44 см, толщина — 500 мкм. Система сбора данных детектора TT предусматривает комбинированное считывание с двух- трех- и четырех совмещенных сенсоров и размещение сенсоров предусмотрено таким образом, чтобы секторы с одним датчиком находились ближе всего к вакуумной трубе коллайдера в области с наибольшим потоком частиц для улучшения пространственного разрешения. Модули IT трекера 7.6 см шириной, 11 см длиной и 320 и 410 мкм толщиной размещены таким образом, что модули толщиной 410 мкм находятся в горизонтальной плоскости по обе стороны вакуумной трубы, а выше и ниже ионопровода по одному датчику толщиной 320 мкм. Каждая секция трекеров TT и IT состоит из четырех модульных уровней различной геометрии: входной и выходной (1-й и 4-й) сенсоры расположены строго вертикально, а центральные модули (2-й и 3-й) — под углом $\pm 5^\circ$, что обеспечивает стереоскопического разрешения в вертикальной и горизонтальной плоскостях. Суммарно TT и IT состоят из 280 и 336 считываемых секторов с 512 и 384 стрипами соответственно [75].

Внешний трекер (OT) изготовлен на основе дрейфовых трубок, работающих на принципе ионизации газа, содержащегося внутри трубки, пролетающей заряженной частицей вдоль траектории ее движения. Время дрейфа вторичных электронов пропорционально расстоянию частицы до проволоки-катода, расположенной в центре трубки. Рабочей средой прибора является газовая смесь $ArCO_2$ в соотношении 70:30. Трекер содержит в общей сложности 53 760 детектирующих трубок. [76—78]

1.4.4 Калориметрическая система

Эффективная регистрация нейтральных π-мезонов, и гамма-квантов является основным требованием при изучении распадов прелестных и очарованных адронов. Калориметрическая система детектора LHCb служит для идентификации адронов, электронов и гамма-квантов с большими поперечными импульсами, а также измеряет энергию данных частиц путем полной остановки в объеме детектора [79]. Основными модулями системы являются сцинтилляционно – падовый детектор (SPD) и детектор начала ливня (PS), с установленной свинцовой пластиной между ними, а также электромагнитный калориметр (ECAL) и адронный калориметр (HCAL). Система SPD/PS позволяет подавлять фон от π^0-мезонов и определить наличие заряда частицы, проходящей калориметр (SPD). Также данная система позволяет произвести подавление фона от заряженных пионов и определить тип пролетающей частицы – электрон, если заряженная, или фотон, если нейтральная (PS). Наличие подобной системы перед ECAL необходимо по причине того, что данные частицы дают в калориметре одинаковые электромагнитные ливни и необходимо идентифицировать их до входа в калориметр. Чувствительная область детектора составляет 7,6 $\times$ 6,2 м. С целью достижения конструкционного соответствия с ECAL, каждая из пластин разделена на три области с различной сегментацией: внутренняя (3072 ячеек), центральная (3584 ячеек) и внешняя (5376 ячеек), с размерами около 4$\times$4, 6$\times$6 и 12$\times$12 см^2, соответственно. SPD позволяет определить имеет ли входящая в калориметр частица заряд (нейтральные частицы, в отличие от заряженных, не дают сигнала в этом детекторе) [80]. Система PS позволяет уста-

новить тип частицы – электрон, если заряженная, и фотон, если нейтральная. На рисунке 18 представлены сигналы, возникающие от частиц в различных частях калориметрической системы [81]. Регистрация сигнала от сцинтилляционных кристаллов происходит посредством переноса света спектросмещающими (WLS) волокнами на вход мультианодных (MAPMT) фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) [38; 82].

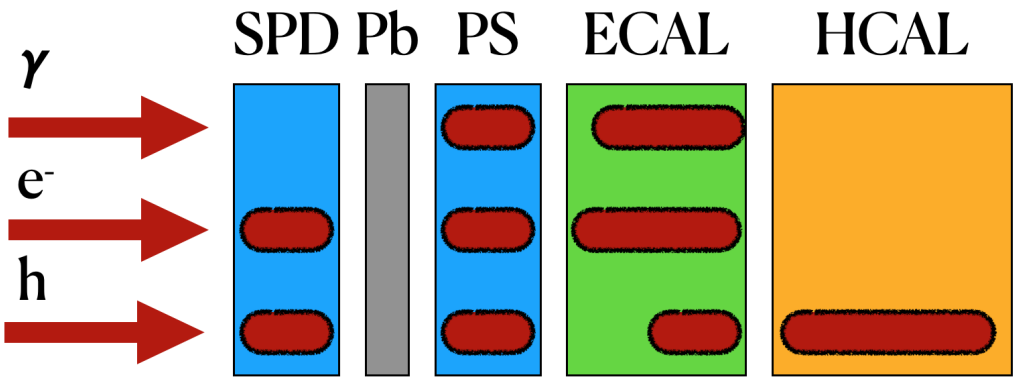


Рисунок 18 — Сигналы, возникающие от частиц (гамма-квант, электрон, адрон), в различных частях калориметра.

Электромагнитный калориметр (рисунок 19) расположен за системой SPD/PS, выполнен по технологии «шашлык» из чередующихся пластин сцинтиллятор – свинец, при которой считывание светового сигнала происходит при помощи спектросмещающих волокон, пронизывающих модули калориметра. Подобное устройство позволяет достичь энергетического разрешения $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$, где E – энергия частицы в ГэВ. Такое энергетическое разрешение позволяет получать разрешение по массе для B – мезонов в распаде B $\to \tilde{K}^*\gamma$ с высокоэнергичным фотоном, в 75 МэВ/c^2, а в распаде $B \to \rho^*\pi$ — 75 МэВ/c^2, с разрешением массы π^0 – мезона $\sim$ 8 МэВ/c^2. Электромагнитный калориметр LHCb, так же, как и SPD/PS, разделен на три секции с различной сегментацией. В таблице 1 представлены основные параметры каждой из зон.

Всего калориметр включает в себя 3312 модулей и 6016 ячеек. В одном модуле содержатся чередующееся слои из 66 свинцовых и 67 сцинтилляционных пластин. В стопках имеются отверстия для спектросмещающих волокон, через которые свет передается на ФЭУ (Hamamatsu R7899-20). Длина модуля 42 см $\sim$ 25 радиационных длин, радиус Мольера $\sim$ 36 мм.

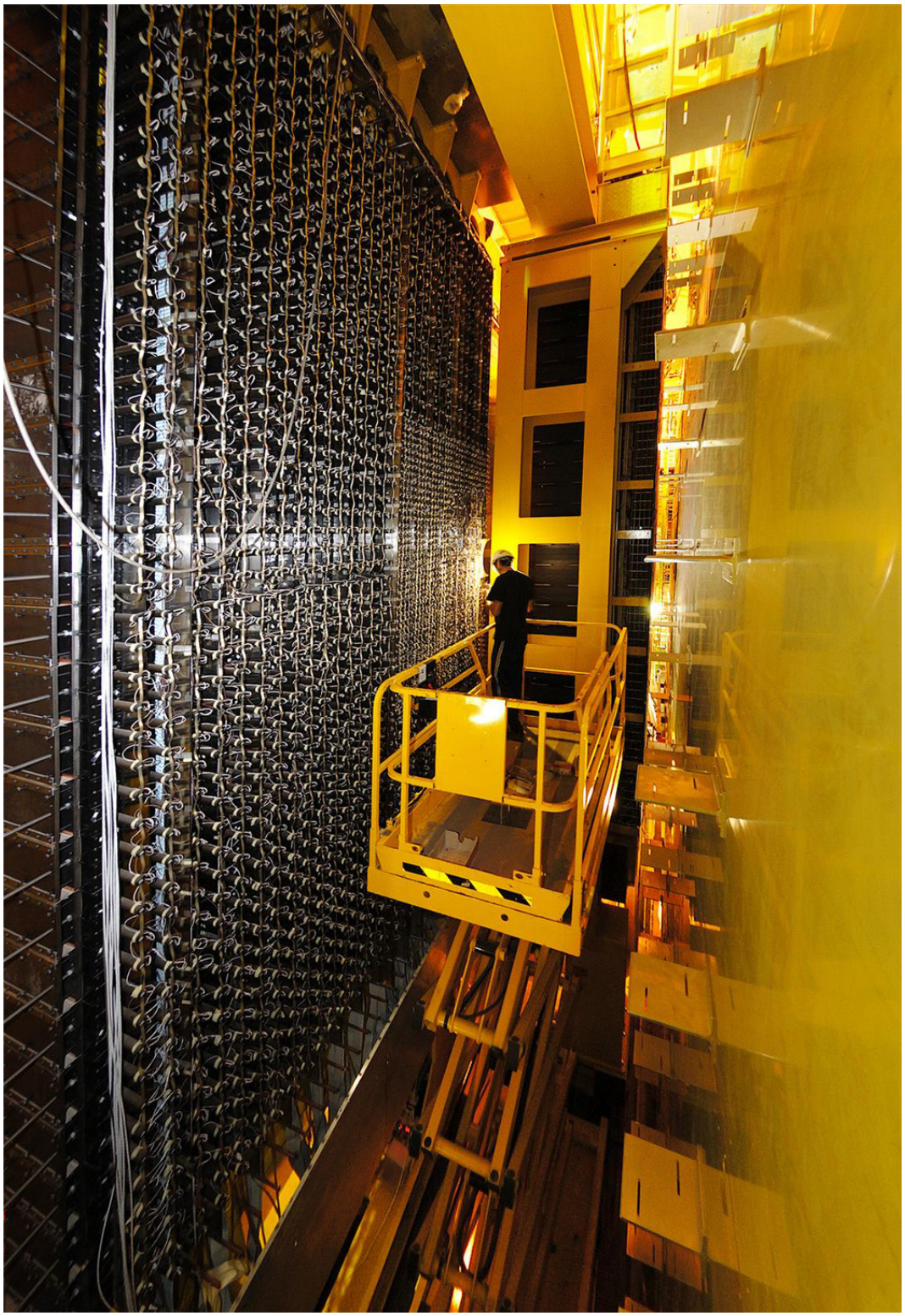


Рисунок 19 — Общий вид электромагнитного калориметра LHCb.

ECAL разбит на 3 зоны — внутренняя, средняя и внешняя. Модули внутренней секции содержат 9 ячеек в каждом, средней — 4, внешней — 1 ячейку в модуле (рисунок 20). Всего в калориметре 3312 модулей и 6016 ячеек [83].

В качестве сцинтиллирующего вещества используется полистирол с добавлением 2,5% PTP (p — терфинил, 1 — 4 — Дифенилбензин) и 0,01% POPOP (1,4

Таблица 1 — Основные параметры секций электромагнитного калориметра LHCb.

	Внутренняя часть	Центральная часть	Внешняя часть
Внутренние размеры, см^2	65 × 65	194 × 145	388 ×242
Внешние размеры, см^2	194 × 145	388 × 242	776 ×630
Размер ячеек, см^2	4,04 × 4,04	6,06 × 6,06	12,12 ×12,12
Количество модулей	176	448	2688
Количество каналов	1536	1792	2688
Количество ячеек в модуле	9	4	1
Количество спектросмещающих волокон в модуле	144	144	64

Рисунок 20 — Модули электромагнитного калориметра LHCb.

–Бис(5 — фенилоксазон — 2 — оксазолил) бензин), при этом однородность отклика модулей составляет 0,8%. Радиационные испытания сцинтиллятора проводились на LEP Injector Linac (LIL) в CERN при помощи электронов с энергией 500 МэВ. Общая доза облучения составила более 5 Мрад, со скоростью облучения порядка 10 Рад/с, что примерно в 200 раз быстрее облучения на LHCb. С учетом светимости LHC на момент проектирования детектора 2×10^{32} см$^{-2}$ с$^{-1}$, общегодовая доза модулей центральной части составляет 0,25 Мрад. Эффект, вызванный облучением в 2,2 Мрад, приводит к увеличению постоянного члена однородности с 0,8% до 1,5%. При такой деградации кристаллов срок службы

модулей составляет 8 лет. По этой причине ECAL LHCb спроектирован таким образом, чтобы модули, расположенные вблизи ионопровода, могли быть заменены при первой необходимости [84—86].

Адронный калориметр (HCAL), аналогично с ECAL, является гетерогенным устройством модульного типа. Ключевая особенность данного калориметра – ориентация пластин сцинтиллятора, направленных параллельно оси пучка. В боковом направлении пластины сцинтиллятора перемежаются железными пластинами толщиной 1 см, в то время как в продольном направлении длины пластин сцинтиллятора и железа соответствуют длине адронного взаимодействия в стали. Свет собирается спектросмещающими волокнами, расположенными вдоль детектора по направлению к задней стороне, где находятся ФЭУ (рисунок 21).

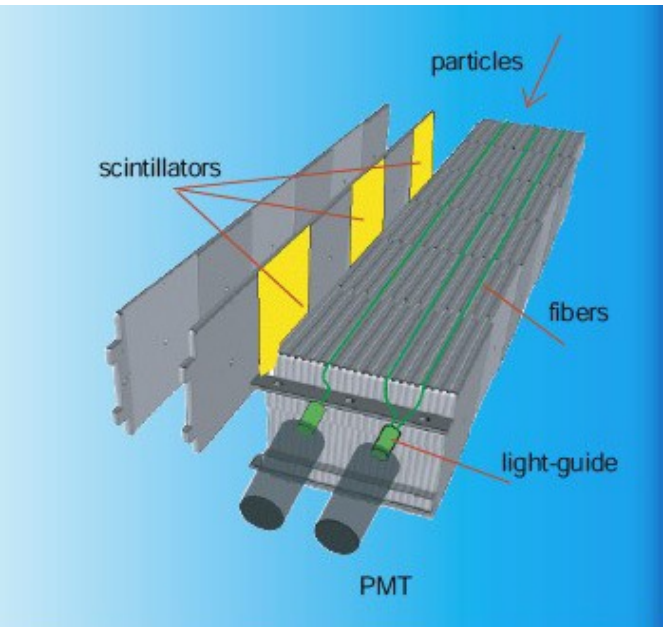


Рисунок 21 — Структура модуля адронного калориметра LHCb.

Адронный калориметр, разделен на 2 больших сегмента: внутреннюю и внешнюю части, размеры ячеек внутренней секции составляют 131,3 × 131,3 мм, внешней – 262,6 × 262,6. В качестве сцинтиллирующего материала использован полистирол с добавкой PTP (1.75%) и POPOP (0,05%) [87—89].

1.4.5 Система регистрации мюонов

Идентификация мюонов — важнейшая задача эксперимента LHCb, поскольку данные частицы являются продуктами многих конечных состояний распадов B – мезонов. В частности, одними из основных распадов, чувствительных к P – нарушению являются $B_d^0 \to J/\psi(\mu^+\mu^-)K_s$ и $B_s^0 \to J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$, также огромный интерес представляет мода распада $B_s^0 \to \mu^+\mu^-$, в исследовании которой ожидается наличие Новой физики, выходящей за пределы СМ.

Мюонная система состоит из пяти станций (M1 – M5), расположенных вдоль оси пучка. Количество камер в системе — 1380, общая площадь составляет 435 м^2. Первая мюонная станция M1 расположена между RICH 2 и калориметрической системой и служит для инициализации мюонов с большим поперечным импульсом. Станции M2 – M5, установлены за калориметрической системой и чередуются с железными поглотителями толщиной 80 см (рисунок 22).

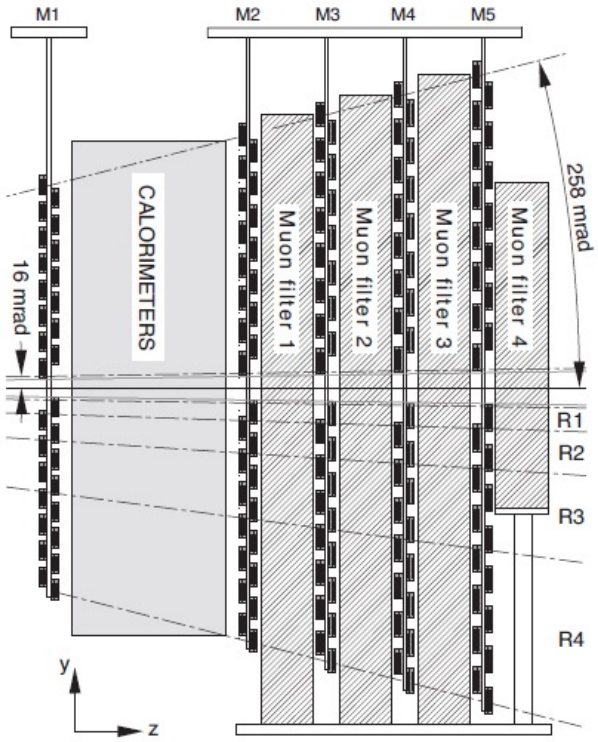


Рисунок 22 — Схематичное изображение мюонной системы детектора LHCb.

Поскольку, с учетом калориметрической системы, общая толщина поглотителей эквивалента 20 ядерным длинам взаимодействия, минимальный им-

пульс мюона, проходящего все пять станций, составляет порядка 6 ГэВ/с. M1 – M3 обладают высоким пространственным разрешением и используются для определения направления пришедших частиц и определения их поперечного импульса с разрешением 20%. Станции M4 и M5 имеют ограниченное пространственное разрешение, их основная задача – идентификация пролетающих частиц [90; 91].

Каждая мюонная станция разделена на четыре основные зоны: R1 – R4. Количество камер в зонах рассчитано таким образом, чтобы обеспечить равномерную нагрузку на детекторы (рисунок 23).

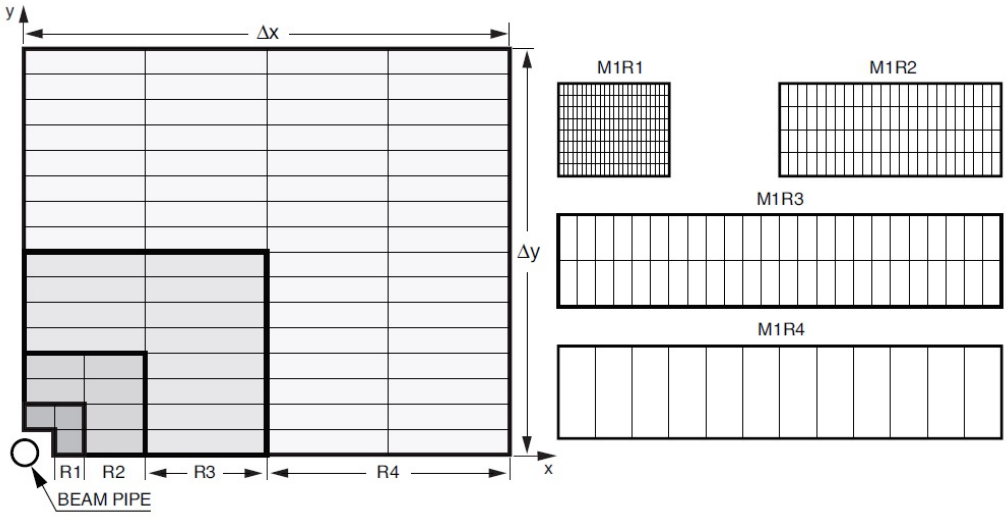


Рисунок 23 — Вид спереди квадрата мюонной станции.

В секциях R2 – R4 используются многопроволочные пропорциональные камеры. В M1R1, по причине высокой плотности потока частиц применяются трехкаскадные газовые электронные умножители (GEM).

1.4.6 Триггерная система

Триггерная система состоит из набора алгоритмов по отбору полезных событий и состоит из аппаратного триггера нулевого уровня — L_0-триггер и двух программных триггеров высокого уровня — HLT1 и HLT2, обеспечивающих частичную и полную реконструкции событий соответственно.

Аппаратный триггер нулевого уровня использует энергию, выделившуюся в калориметрической системе (SPD/PS, ECAL и HCAL) а также сигнал в

мюонных камерах для триггера на событие. Принятие решения триггером основано на значении поперечной энергии, высвобожденной в кластере 2×2 ячеек в электромагнитном и адронном калориметрах определяемой как:

$$E_T = \sum_{i=1}^{4} E_i sin(\theta_i)$$

где E_i — энергия в ячейке, θ — угол между осью пучка и прямой линией из центра ячейки в точку столкновения протонов.

Поперечная энергия электронов, фотонов и π^0-мезонов для принятия положительного решения должна превышать пороговое значение E_T = 2,5 ГэВ, а в случае адронных кандидатов пороговое значение поперечной энергии равняется E_T = 3,5 ГэВ.

L_0-триггер на мюонные события выполняет поиск прямых треков в пяти мюонных станциях. Направление трека используется для оценки поперечного импульса p_T мюонного кандидата, исходя из предположения, что частица, образовавшаяся в точке столкновения протонов, получила однократное ускорение магнитным полем. Решение триггера в случае одного мюонного кандидата базируется на превышении мюонного порога L_0 (1,7 ГэВ/с), в случае же димюонного кандидата — на превышении димюонного порога L_0 (1,3 ГэВ/с). События, отобранные триггером нулевого уровня попадают в ферму фильтра событий (Event Fiilter Farm — EFF) для дальнейшего отбора. EFF содержит $\sim$ 1700 узлов (27000 физических ядер), 800 узлов были специально добавлены для Run2.

HLT написан в той же программной среде, что и оффлайн реконструкция событий для физического анализа. Это позволяет легко объединять программы оффлайн реконструкции с триггером. Полный объем диска буфера EFF (10 ПБ) распределяется таким образом, чтобы узел с наиболее быстрыми процессорами получал большую часть диска буфера При средним размере события в 55 кБ, буфер позволяет до двух недель последовательно набирать данные до запуска HLT2 в случае проблем с детекторами или калибровкой, при которых невозможна параллельная работа HLT1 и HLT2. HLT1 подключает информацию с трековой системы для частичной реконструкции события и дополнительной проверки решения аппаратного триггера L_0. Триггер HLT2 осуществляет полную первичную реконструкцию события. Данные, прошедшие все уровни системы триггеров записываются на носители в хранилище информации.

1.5 Мотивация модернизации электромагнитного калориметра

Основными параметрами, характеризующими режим работы эксперимента на встречных пучках, являются светимость, характеризующая интенсивность столкновения частиц пучка, и энергия ускоряемых частиц. Помимо светимости часто используют термин интегральной светимости, то есть светимости за полное время работы ускорителя, измеряемой в обратных фемтобарнах. По итогам 2016 года, интегральная светимость для LHC составила 40,82 фб$^{-1}$. На ближайшие годы запланирована модернизация LHC, в ходе которой ожидается увеличение мгновенной светимости с 10^{34} см$^{-2}c^{-1}$ до 4×10^{34} см$^{-2}c^{-1}$.

На вторую фазу, с 2025 года, запланировано достижение мгновенной светимости 10^{35}см$^{-2}c^{-1}$. Основываясь на высокой производительности LHC на текущий день и на планах по модернизации ускорителей, предполагается, что полная интегральная светимость составит порядка 200 фб$^{-1}$ к LS2 (long shutdown) и 500 фб$^{-1}$ к LS3. LS – долговременная остановка коллайдера, в течение которой проводятся работы по модернизации LHC и детекторов и замене их компонентов. Данная модернизация позволит провести более подробное изучение свойств частиц, в том числе и бозона Хиггса. Повышение количества соударений будет достигнуто за счёт увеличения числа сгустков с частотой следования 25 нс, высокой интенсивности сгустков и усиления фокусировки в точках столкновения. Повышение числа соударений в единицу времени сильнее проявляет эффект наложения событий, или так называемый pile-up эффект, в результате которого выделить полезный сигнал становится все сложнее. По этой причине помимо модернизации ускорителя также потребуется модернизация уже существующих детекторов, установленных на ускорительном комплексе. В настоящее время эксперименты на LHC проходят первую фазу модернизации, направленную на выполнение требований, необходимых при работе в условиях повышенной светимости. Детектор LHCb, в этом плане, не является исключением, и в настоящее время проводится ряд мероприятий, направленных на усовершенствование систем детектора.

Одной из проблем, требующих решения, является преждевременное старение сцинтилляционных материалов, используемых в электромагнитном и адронном калориметрах LHCb, связанное с воздействием радиационного излуче-

ния. Этот эффект вызывает ухудшение световыхода сцинтиллятора, а также негативно влияет на его спектр пропускания. В настоящее время в модулях калориметров LHCb используются сцинтилляторы на основе полистирола, однако подобный материал подвержен преждевременному старению под воздействием радиационных нагрузок. На рисунке 24 показана карта радиационных нагрузок области электромагнитного калориметра детектора LHCb после выхода ускорителя на повышенную светимость (300 фб$^{-1}$) с отображением потенциальных границ использования текущих модулей.

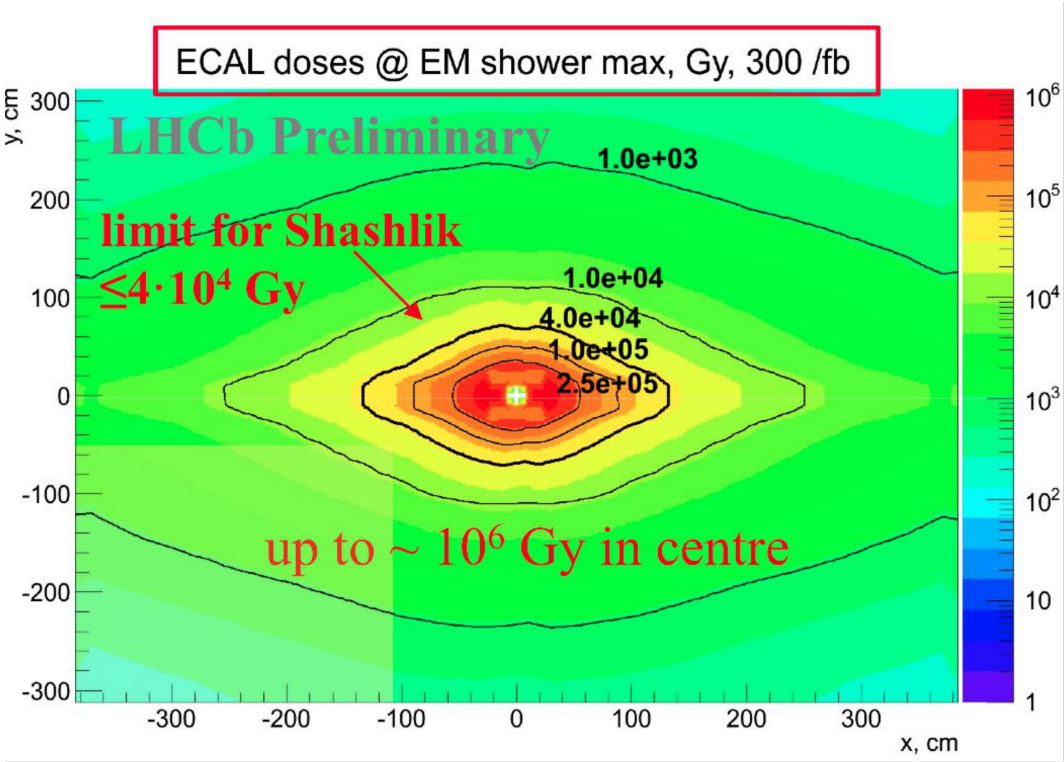


Рисунок 24 — Карта радиационных нагрузок области электромагнитного калориметра LHCb во время программы HL-LHC.

Потенциальная граница использования текущих модулей типа шашлык оценена на основе исследования отклика модуля на радиоактивный источник после облучения модуля в экспериментальной зоне эксперимента LHCb. Исследуемый модуль подвергался облучению во время набора данных экспериментом LHCb, при этом проводилась оценка поглощенной модулем дозы на основе данных исследования радиационной обстановки эксперимента LHCb [92]. Во время плановой остановки работы LHC исследуемый модуль извлекался из экспериментальной зоны и, под контролем службы радиационного контроля ЦЕРН, изучался на предмет снижения отклика на экспериментальной установке, схема которой представлена на рисунке 25.

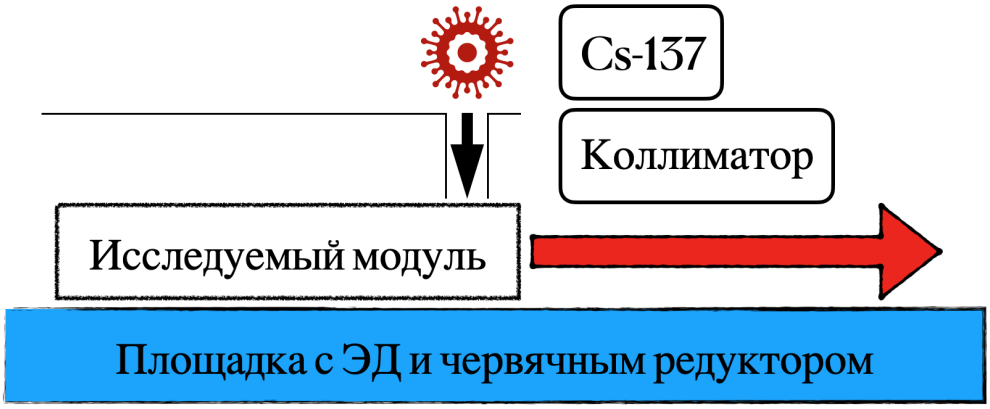


Рисунок 25 — Схема исследования изменения отклика шашлык-модуля на радиоактивный источник от поглощенной дозы.

Радиоактивный источник Cs-137 с коллиматором располагается таким образом, чтобы точечно облучать модуль, находящийся на площадке с электродвигателем (ЭД). Использование червячного редуктора обеспечивает сравнительно медленное движение и достаточно точное определение координаты модуля относительно радиоактивного источника для набора статистики для каждой точки. Модуль типа шашлык электромагнитного калориметра детектора LHCb исследовался на предмет ухудшения отклика в 2013, 2017, 2018 и 2019 годах, результаты измерений, представленные на рисунке 26, демонстрируют ухудшение световыхода приблизительно в пять раз при поглощении дозы в 37 КГрей ($\sim$ 3,7 МРад) в сравнении с необлученным состоянием.

Модернизированный модуль должен соответствовать обновленным требованиям по радиационной стойкости (работа при поглощенной дозе порядка 100 МРад) а также обладать характеристиками, сравнимыми с текущим прибором, а именно: энергетическое разрешение $\sim 10\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ и временное разрешение порядка нескольких десятков пикосекунд. Информация о времени прихода частицы требуется для улучшения эффективности реконструкции первичной частицы, ввиду увеличенного влияния эффекта наложения ливней при интегральной светимости 300 фб $^{-1}$ (рисунок 24). При работе с большей загруженностью и, как следствие, возросшим количеством перекрывающихся электромагнитных ливней, необходима оптимизация размера ячеек. Во внутренней зоне калориметра возможно уменьшение мольеровского радиуса путем замены активного материала на более плотный, с целью уменьшения поперечного

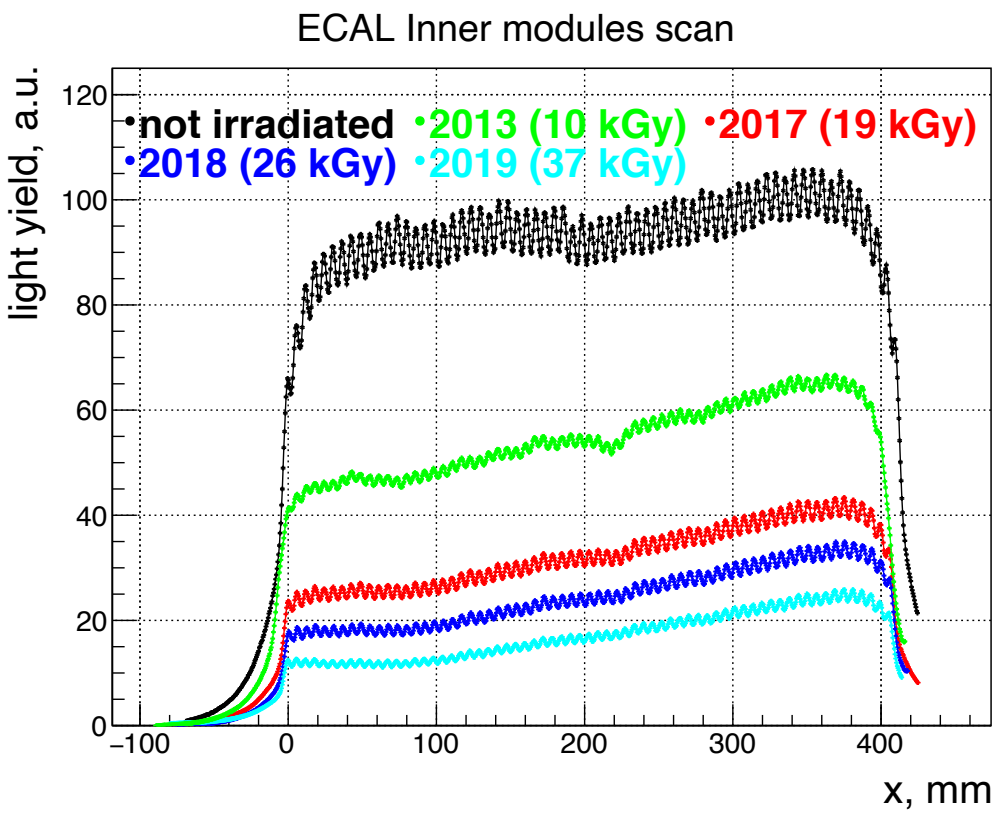


Рисунок 26 — Результаты исследования изменения отклика шашлык-модуля на радиоактивный источник от поглощенной дозы.

размера ливней. Уменьшенный размер ячейки и ливня позволяют обеспечить разделение отдельных кластеров от двух фотонов в распаде π^0 для большей части подобных событий.

С целью оптимизации электромагнитного калориметра под условия повышенной загруженности, предложено изменить общую конфигурацию прибора и ввести сегментацию на пять рабочих областей вместо трех согласно карте радиационных нагрузок (рисунок 24). Схема обновленной конфигурации представлена на рисунке 27 и включает в себя разделение рабочего объема калориметра на области с размером ячейки 15×15 и 30×30 мм^2 (SPACAL модули) а также 40×40, 60×60 и 120×120 мм^2 (Шашлык-модули).

Поскольку существующие модули электромагнитного калориметра типа шашлык удовлетворяют требованиям работы на периферии детектора (энергетическое разрешение, размер ячейки), то основной задачей оптимизации сборного калориметра является разработка и создание модулей для внутренней и центральной (рисунок 27 красный и оранжевый соответственно) частей прибора. В рамках текущей работы рассматривается только модернизация внутренней ча-

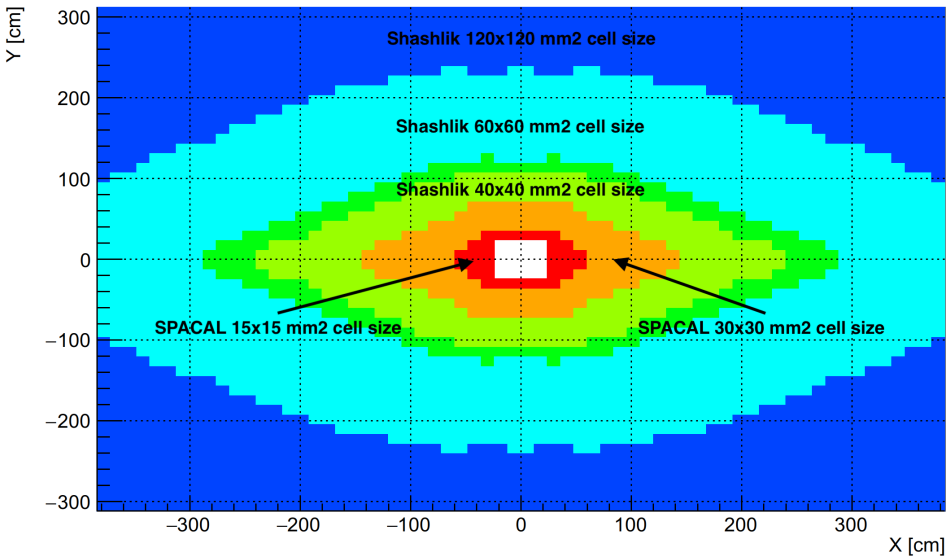


Рисунок 27 — Обновленная схема сегментации электромагнитного калориметра детектора LHCb.

сти калориметра, проводящейся параллельно созданию модулей центральной части.

Глава 2. Разработка прототипа радиационно-стойкого модуля электромагнитного калориметра

В предыдущей главе рассмотрена первоочередная причина необходимости модернизации электромагнитного калориметра детектора LCHb — повышение интегральной светимости ускорителя и, как следствие, повышение радиационных нагрузок на элементы детектора. Существуют радиационно-стойкие сцинтилляционные материалы, использование которых в потенциале может решить проблему ухудшения световыхода модуля, однако необходимо также оптимизировать конструкцию прибора. В качестве возможной конструкции прибора рассматривались три основные технологии изготовления твердотельных калориметров: гомогенный калориметр, шашлык калориметр и спагетти-калориметр.

Гомогенный калориметр (рисунок 28), выполненный из цельного радиационно-стойкого сцинтиллятора позволяет решить как проблему падения световыхода ввиду потери прозрачности активным материалом, так и проблему доставки сцинтилляционых фотонов на фотоприемник. Подобная конструкция прибора может обеспечить хорошее энергетическое разрешение поскольку калориметр в таком случае является однородным. Однако, данная технология обладает рядом недостатков, а именно: фиксированный радиус Мольера, что делает невозможным поперечную вариацию прибора в зависимости от зоны нагрузок; относительно небольшая радиационная длина, что приведет к большим продольным размерам модуля ~ 40 см; высокая цена, ввиду использования дорогостоящих кристаллов большого размера. Иными словами произойдет значительное увеличение стоимости, в то время как изменение гранулярности прибора стает невозможным. [93].

Технология шашлык-калориметров (рисунок 29) позволяет решить проблему больших продольных размеров и фиксированного радиуса Мольера, при этом сохраняя приемлемое для эксперимента LHCb энергетическое разрешение. Однако, главной проблемой остается радиационное старение материалов, в частности спектросмещающих волокон[94; 95].

Компромиссом в такой ситуации является технология SPACAL — технология построения калориметра, при которой конструкция прибора представляет собой цельный блок абсорбера, пронизанный сцинтилляционными волокнами

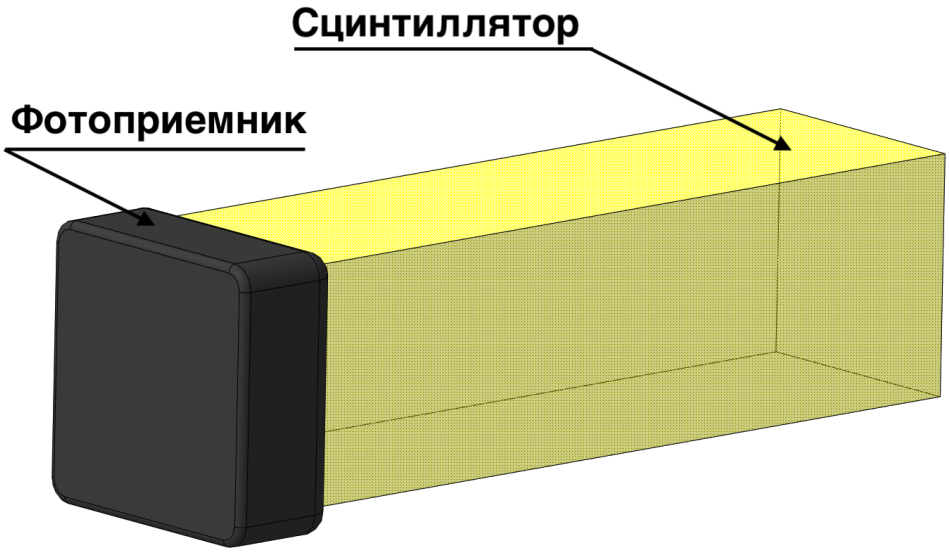


Рисунок 28 — Схема построения гомогенных калориметров.

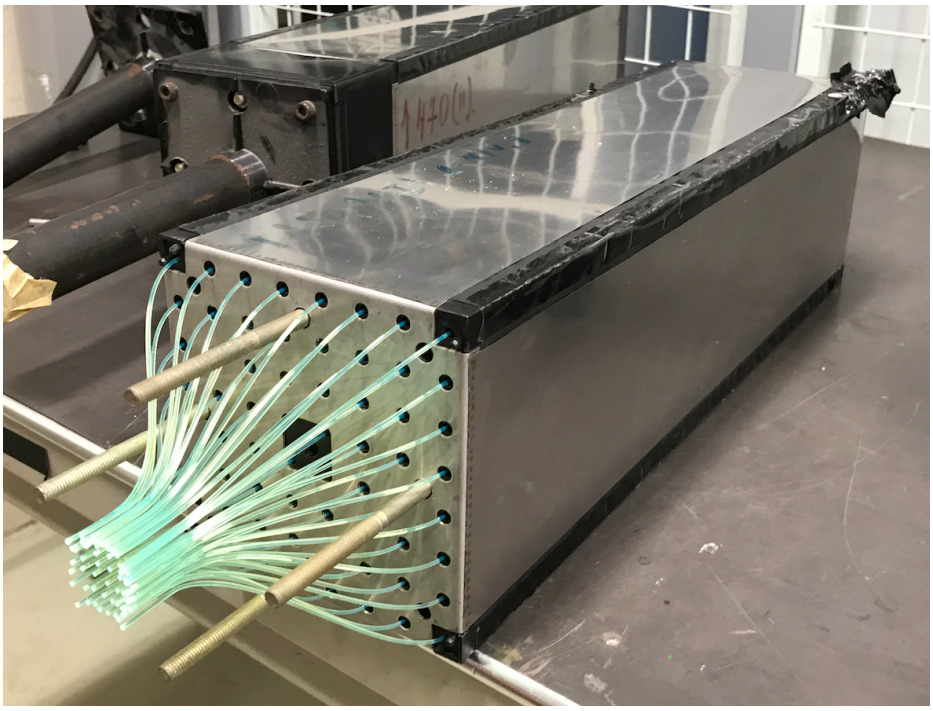


Рисунок 29 — Фотография модуля калориметра типа «шашлык».

вдоль направления развития ливня. Данная конструкция (рисунок 30) позволяет получить относительно компактный электромагнитный ливень за счет увеличения объема поглотителя в приборе. Расстояние между волокнами, а также их размер могут варьироваться, что в свою очередь будет отражаться на энергетическом разрешении прибора, радиусе Мольера и радиационной длине конструкции в целом.

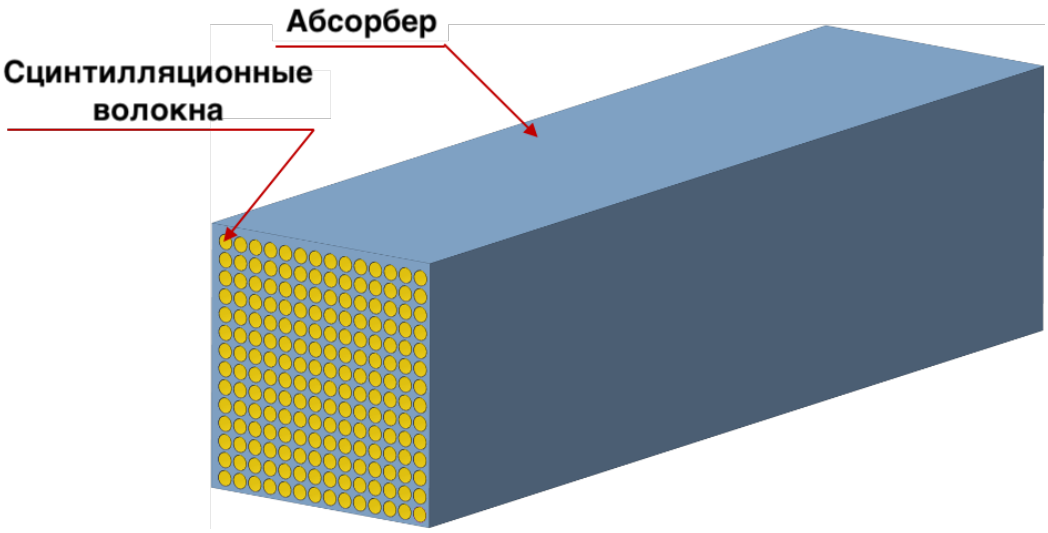


Рисунок 30 — Схема построения калориметров типа "SPACAL".

Предыдущие исследования калориметров подобного типа выполнялись коллаборацией H1 (DESY) и демонстрировали возможность создания калориметра с энергетическим разрешением $7.2\%/\sqrt{E} \oplus 1.0\%$, временным разрешением менее 1 нс и угловым разрешением в 2 мрад. [96]

Уменьшение объема активного вещества может вести за собой ухудшение энергетического разрешения калориметра. С целью определения влияния данного эффекта на характеристики ECAL предварительно необходимо провести Монте-Карло моделирование различных вариантов конструкции прибора и определить оптимальную конфигурацию для создания рабочего прототипа.

Гранулярность текущего шашлык-калориметра определяется внутренним разделением сцинтилляционных плоскостей и системой светосбора с каждого набора плоскостей для формирования модулей с размерами ячеек 4×4 см^2 для внутренней секции, 6×6 см^2 для средней и 12×12 см^2 для внешней области с целью уменьшения радиуса Мольера и размера ячейки.

2.1 Выбор материала поглотителя

В качестве абсорбера внутренней части модернизированного калориметра рассматривается использование чистого вольфрама или вольфрамосодержащих сплавов. Подобный выбор активного материала основан на необходимости локализовать электромагнитный ливень в относительно небольшой области, что

позволит улучшить пространственное разрешение прибора, а также позволит сократить продольные размеры калориметра.

Для создания тестового прототипа предложено использование двух технологий — набора абсорбера из тонких пластин вольфрама и выборочная лазерная плавка (SLM-технология). SLM-технология представляет значительный интерес ввиду того, что является по своей сути 3-Д печатью моделей созданных в системах автоматизированного проектирования. Принцип работы технологии заключается в послойном лазерном плавлении металлического порошка, что позволяет создавать сложные геометрические детали, пр этом не теряя в качестве физико-механических свойств готовых изделий в сравнении с традиционными технологиями [97].

В качестве технологий массового производства абсорбера для создания полноразмерного электромагнитного калориметра рассматриваются следующие технологии: порошковая металлургия; отливка деталей; химическое осаждение из газовой фазы.

2.2 Выбор сцинтилляционного материала

В условиях выхода LHC на значения светимости определенных прораммой HL-LHC, ожидается более чем пятнадцатикратное увеличение поглощенной дозы элементами электромагнитного калориметра детектора LHCb (с ∼5 МРад до ∼90 МРад) [98]. Подобное изменение радиационного фона влечет за собой необходимость замены активного вещества (сцинтиллятора) в центральной части калориметра, поскольку, используемые в настоящее время сцинтилляторы и спектросмещающие волокна на основе полистирола, под воздействием ионизирующего излучения «стареют», т.е. теряют прозрачность. В настоящее время наиболее перспективной заменой пластиковым сцинтилляторам являются кристаллы гадолиний-алюминиевого галлиевого граната, легированного церием (GAGG:Ce) [99—101]. Сцинтиллятор имеет монокристаллическую структуру желтого цвета, негигроскопичен, обладает высоким световыходом ∼50 000 фотонов/МэВ. Основные характеристики кристалла представлены в таблице 2, а внешний вид кристаллов на рисунке 31

Другим вариантом радиационно-стойкого сцинтиллятора являются кристаллы итрий-алюминиевого граната допированного церием (YAG:Ce). Данные кристаллы также желтого цвета, негригроскопичены и обладают световыходом порядка ∼20 000 фотонов/МэВ [102—104].

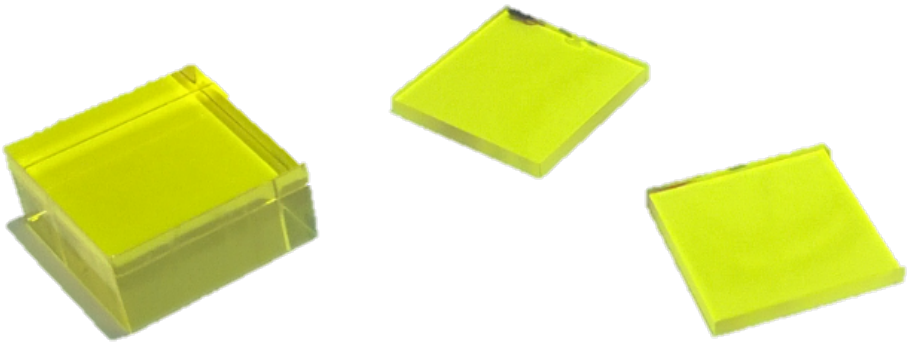


Рисунок 31 — Фотография пробных образцов кристаллов GAGG:Ce.

Таблица 2 — Основные характеристики сцинтиллятора GAGG: Ce.

	GAGG:Ce	YAG:Ce
Плотность	6,63 г/см^3	4,56 г/см^3
Z_{eff}	54	37
Энергетическое разрешение на энергии 662 КэВ	6%	14,9%
Время высвечивания	62 нс	76 нс
Пик эмиссии	530 нм	530 нм
Показатель преломления (для 550 нм)	1,9	1,82

Нормированные спектр возбуждения и спектры люминесценции, полученные при энергиях возбуждения, соответствующих длинам волн $\lambda = 280$ и 350 нм, представлены на рисунке 32

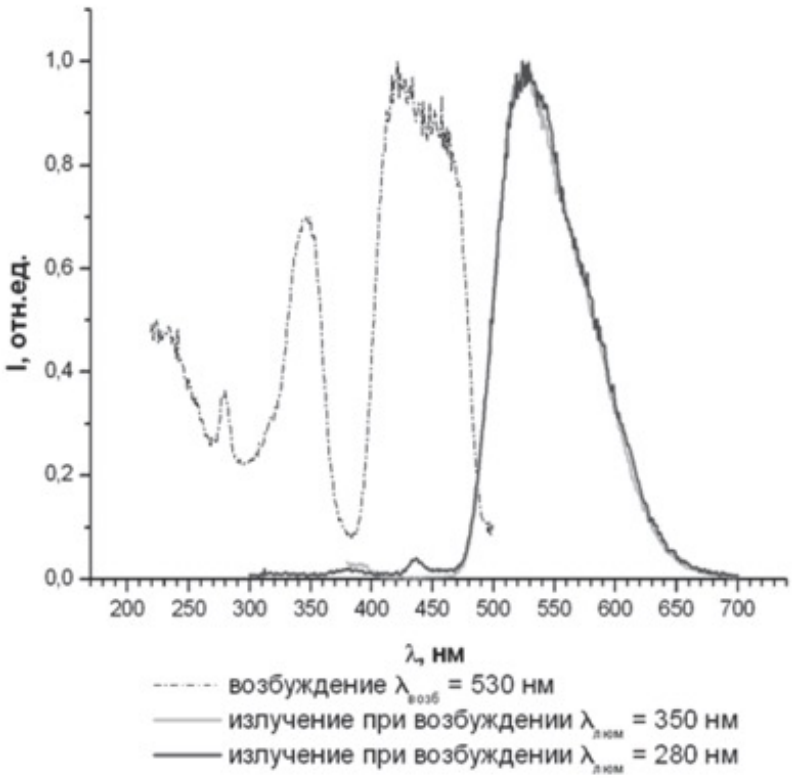


Рисунок 32 — Спектры эмиссии кристалла GAGG:Ce.

2.2.1 Испытания радиационной стойкости кристаллов GAGG:Ce

С целью определения влияния радиационного воздействия на спектр пропускания кристаллов предложено последовательное измерение трансмиссионных спектров до и после облучения с последующим сравнением этих результатов.

Работа над данным экспериментом проводилась в несколько этапов. Первый этап включал в себя планирование серии измерений и подготовку необходимого оборудования, создание конструкторской документации по светонепроницаемым измерительным контейнерам со съемными вкладышами для исследуемых образцов, а также производство данных боксов из поливинилхлоридного материала. Второй этап работ был посвящен непосредственно проведению измерений. На последнем этапе выполнялось автоматизация процесса обработки результатов.

Набор спектров осуществлялся следующим образом: в измерительный бокс помещался исследуемый образец, просвечиваемый светодиодом определенной длины волны, затем свет, прошедший через сцинтиллятор регистрировался

при помощи двухканального спектрометра «Avantes Avaspec-Dual». Диапазон регистрации света по длине волны для данного спектрометра: 350-750 нм, чувствительность — 1 нм. Общая схема установки представлена рисунке 33

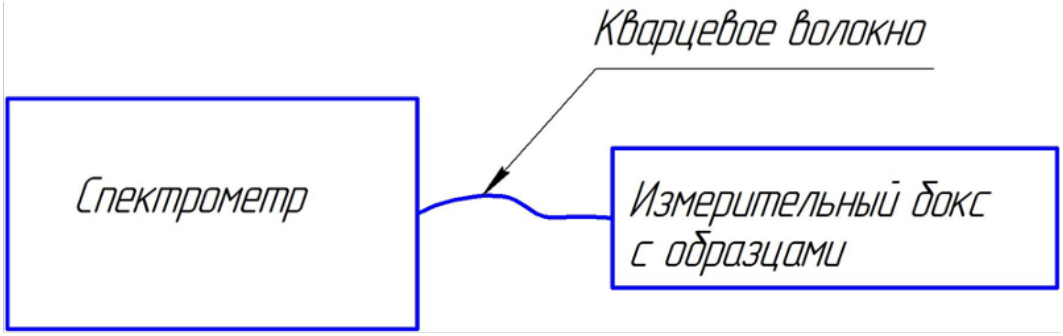


Рисунок 33 — Общая схема установки.

Количество измерительных боксов (рисунок 34) совпадает с общим количеством светодиодов и равнялось пяти. Светодиоды подбирались таким образом, чтобы перекрыть спектры пропускания исследуемых образцов.

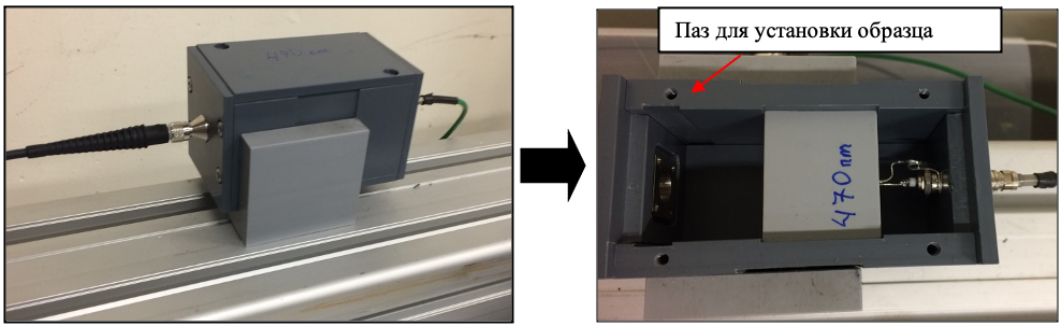


Рисунок 34 — Измерительный бокс.

На торцах измерительных коробов имеются разъемы – входной LEMO для питания LED и выходной – под светопроводящее волокно для вывода света на спектрометр. Изометрический чертеж и 3-Д модель измерительного бокса представлены на рисунке 35.

Диаметр светопроводящего волокна ≈300 мкм, поэтому даже небольшое смещение его, относительно центра образца, может внести изменения в спектр. С целью исключения возможного механического воздействия на кварцевое волокно и, как следствие, влияния на спектр, спектрометр и измерительный короб жестко закреплены на специальной подставке.

В ходе эксперимента исследовались спектры пропускания образцов GAGG:Ce размерами $20 \times 20 \times 2$ мм и $20 \times 20 \times 10$ мм.

Максимумы длин волн светодиодов, обеспечивающих перекрытие спектров пропускания кристаллов GAGG:Ce составляют 525 и 575 нм [105].

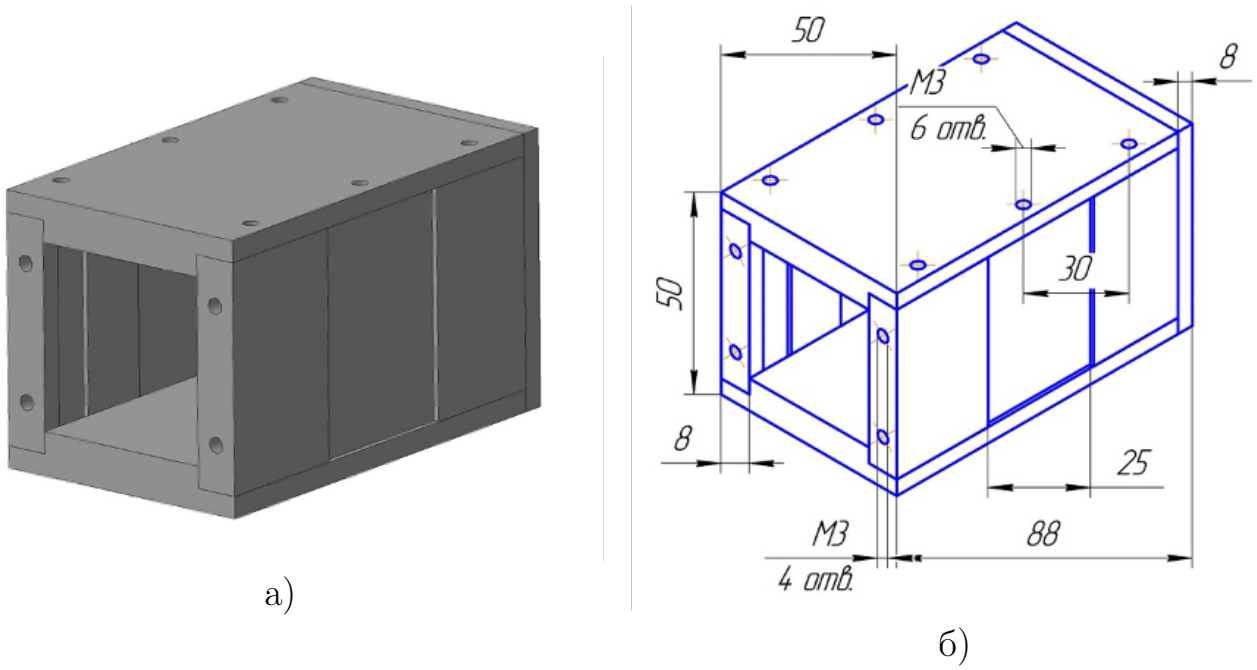


Рисунок 35 — 3D – модель (а) и изометрический чертеж (б) измерительного бокса без передней стенки.

Спектр эмиссии кристалла GAGG:Ce, представленный на рисунке 36, получен с использованием образца размерами 20×20×2 мм^3 и светодиода с длиной волны 360 нм 36.

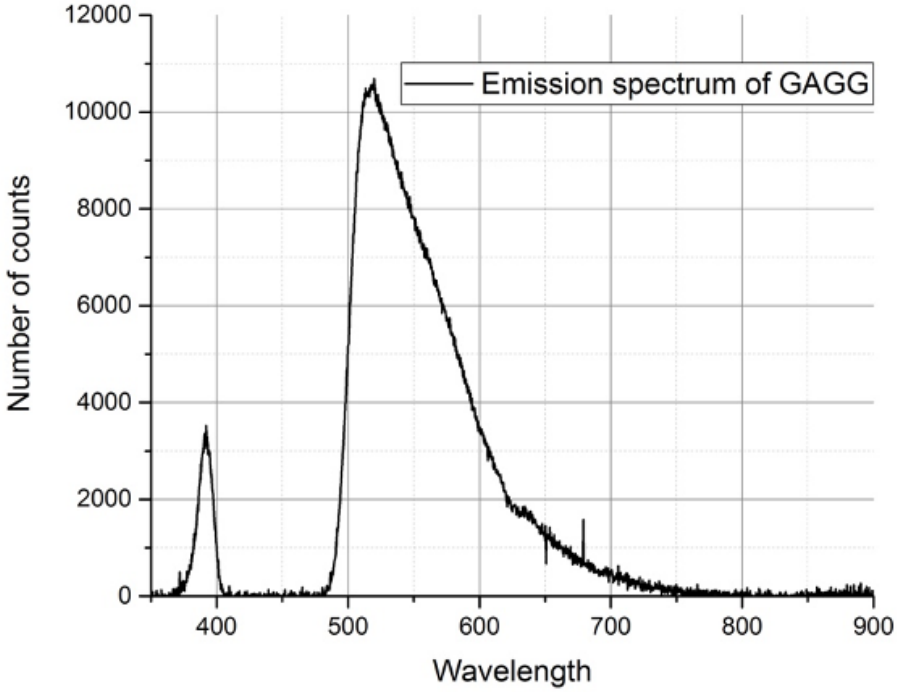
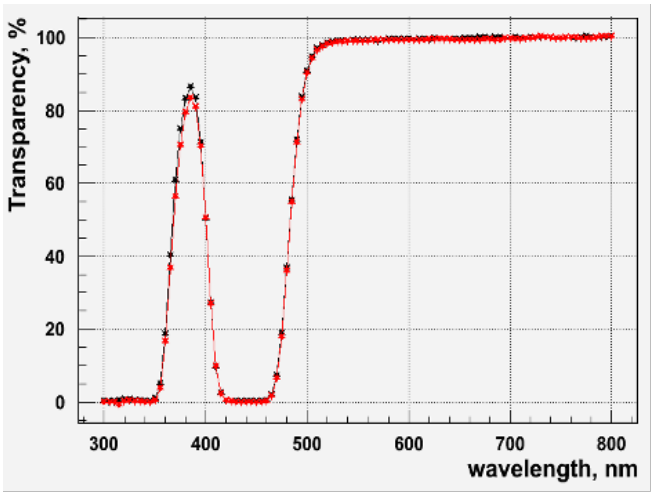


Рисунок 36 — Спектр эмиссии сцинтилляционного кристалла GAGG:Ce.

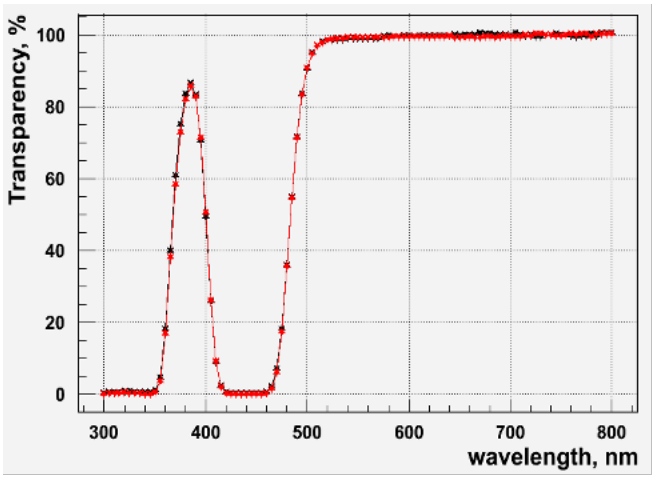
Испытания на радиационную стойкость проводились в период с 17.11.2017 по 4.12.2018 с использованием протонного пучка с энергией 24 ГэВ, полученного на протонном суперсинхротроне (PS) в ЦЕРНе. Общая поглощенная доза ионизационного излучения для образцов составляла 10, 30 и 100 МРад.

По причине высокого уровня наведенной радиоактивности, образцы в течение трех месяцев проходили этап «охлаждения» в специализированном хранилище.

После возвращения кристаллов в лабораторию, проведено повторное измерение спектров пропускания исследуемых сцинтилляционных кристаллов с полностью аналогичными условиями эксперимента. Результаты представлены на рисунках 37 и 38.



а)



б)

Рисунок 37 — Спектры пропускания кристаллов GAGG:Ce толщиной 2 мм до (черный) и после (красный) облучения. Поглощенные дозы составили 91 Мрад (а) и 37 Мрад (б).

Исходя из данных для кристаллов толщиной 2 мм — деградация сцинтилляторов при заданных нагрузках не наблюдается.

В случае с кристаллом толщиной 1 см наблюдается падение коэффициента пропускания на 3,6% на длине волны 520 нм, 2,5% на длине волны 540 нм и 1,8% на длине волны 560 нм. Данные длины волн являются важными, поскольку максимум спектра излучения данного кристалла приходится на длину волны 530 нм [41].

С целью исследования изменения длины затухания сцинтилляционных волокон на основе GAGG:Ce (рисунок 39) проведены измерения до и после облучения.

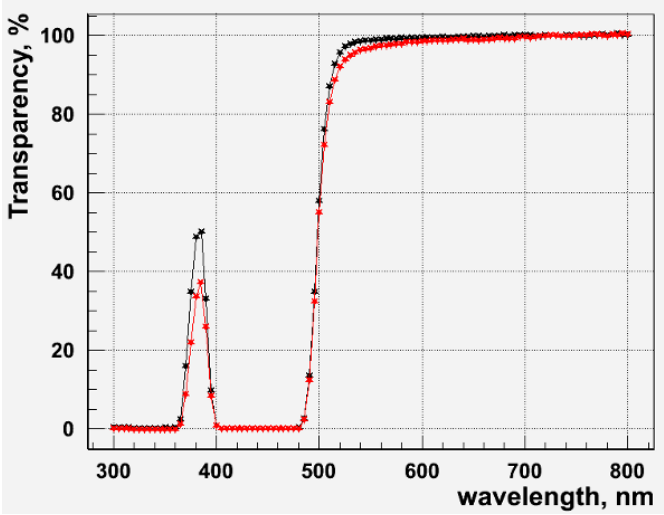


Рисунок 38 — Спектр пропускания кристалла GAGG:Ce толщиной 1 см до (черный) и после (красный) облучения. Поглощенная доза составила 91 Мрад.

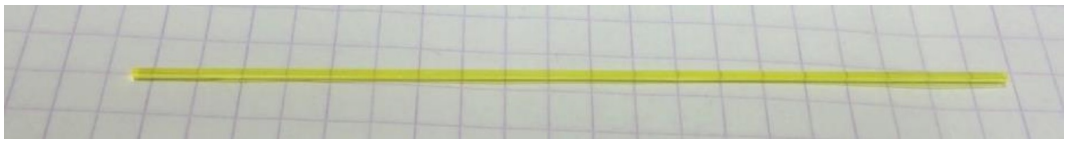


Рисунок 39 — Сцинтилляционное волокно GAGG:Ce.

Облучение сцинтилляционного волокна длиной 10 см проводилось на протонном пучке ускорителя PS с плотностью пучка 3,5 $\times 10^{15}$ протонов/см^2, энергия протонов – 24 ГэВ. Общая доза, поглощенная исследуемым образцом по оценкам службы радиационного контроля и облучения материалов ЦЕРНа составила приблизительно 1,03 МГр (103 Мрад). Результаты экспериментального исследования длины затухания представлены на рисунке 40.

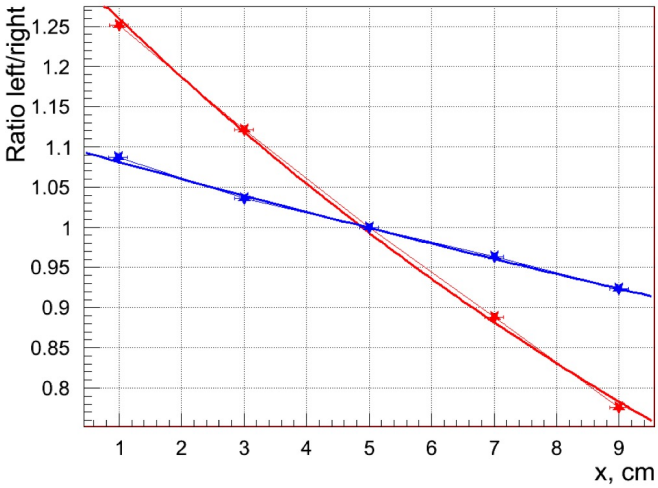


Рисунок 40 — Измерение длины затухания сцинтиллятора до (синий) и после (красный) облучения пучком протонов (103 МРад).

Результаты исследования демонстрируют уменьшение длины затухания под воздействием радиационных нагрузок дозой в 103 МРад приблизительно в три раза. Однако, несмотря на это, полученное значение более чем достаточно для использования сцинтилляционных волокон кристалла GAGG:Ce в прототипе радиационно-стойкого модуля электромагнитного калориметра.

2.2.2 Оценка наведенной радиоактивности в кристаллах GAGG:Ce

При воздействии на объект ионизирующим излучением, в значительной степени проявляется эффект наведенной радиации. Данный эффект основан на явлении образования относительно нестабильных изотопов материала образца, а также ядер, образованных в ходе ядерных реакций между ядрами образца и ионизирующим излучением. При работе детекторов ионизирующего излучения, таких как калориметры, наличие собственного излучения в сцинтилляционных кристаллах влечет за собой увеличение фоновой компоненты, что может приводить к ухудшению энергетического и временного разрешения. Для оценки возможных негативных последствий необходимо знать порядок величины энерговыделения в кристалле.

Сцинтилляционные кристаллы $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}$(:Ce) были подвержены облучению на пучке релятивистских протонов с энергией 24 ГэВ, с интенсивностью 3×10^{14}, 1×10^{15}, 3×10^{15} протонов/см^2. После облучения сцинтилляторы находились в специализированном хранилище, предназначенном для облученных материалов. Образцы из хранилища выдаются лабораториям после снижения уровня активности до безопасных для работы с ними значений. Перед возвращением образцов в лаборатории производится гамма-спектрометрический анализ образцов и определяется качественный и количественный изотопный состав образцов с указанием активностей всех изотопов (таблица 3).

На 56-ой день после облучения в материале сцинтиллятора содержалось более 40 различных изотопов. На основе результатов гамма-спектрометрического анализа службы IRRAD CERN создана модель, позволяющая предсказывать величину активности материала в любой момент времени (рисунок 41).

Таблица 3 — Десять наиболее активных изотопов в кристалле GAGG:Ce $2 \times 2 \times 1$ см^3. Активность на 56 день после облучения

Изотоп	Бк/ед.
Be-7	$7{,}23E+05$
Na-22	$1{,}96E+04$
Sc-46	$7{,}52E+04$
V-48	$4{,}39E+04$
Cr-51	$1{,}63E+05$
Mn-54	$4{,}95E+04$
Co-56	$3{,}54E+04$
Co-57	$5{,}54E+04$
Co-58	$1{,}85E+05$
Fe-59	$3{,}31E+04$

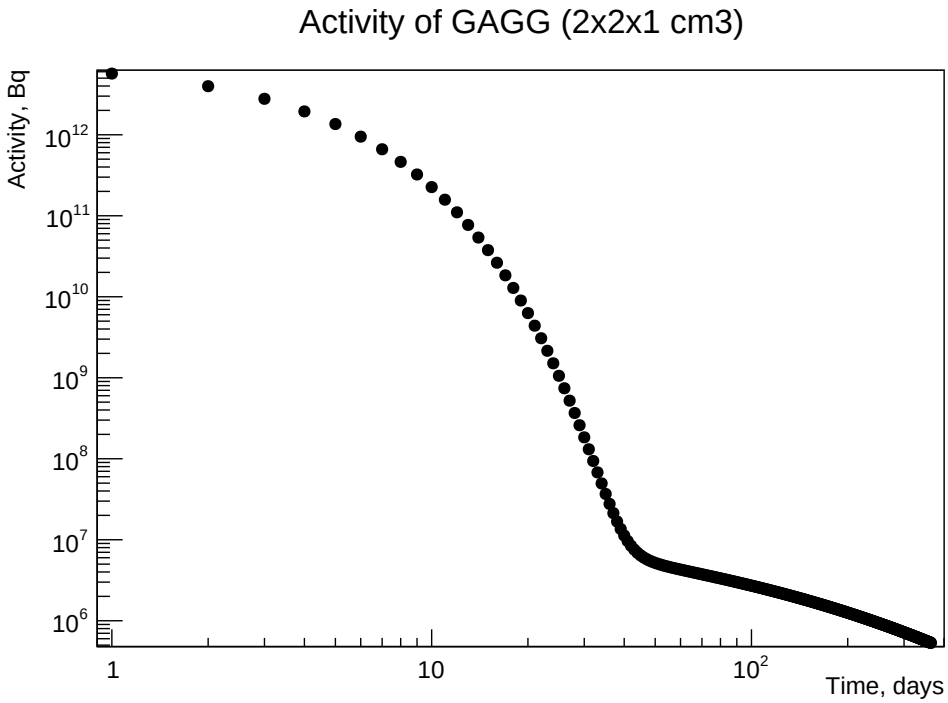


Рисунок 41 — Зависимость наведенной активности в кристалле GAGG:Ce от времени.

При построении зависимости использовались данные гамма-спектрометрического анализа изотопного состава облученного кристалла GAGG:Ce от 29.01.2018. По этой причине данная зависимость носит оценочный характер, поскольку в ее состав не входят активности короткоживущих изотопов, распавшихся за промежуток времени с момента окончания облучения до проведения анализа. С целью получения информации об энерговыделении в кристаллах в

момент работы детектора, решено провести моделирование облучения кристаллов во время работы детектора.

2.2.3 Моделирование наведенной активности в сцинтилляционных кристаллах GAGG:Ce в условиях работы электромагнитного калориметра LHCb

Одним из возможных способов оценки влияния эффекта наведенной радиоактивности на энергетическое разрешение является оценка энерговыделения от распадов изотопов, наработанных в сцинтилляторе за время работы детектора. При оценке принимается допущение, что энергия распадов полностью остается в объеме сцинтиллятора, поскольку гамма-излучение, вышедшее за пределы одного кристалла, провзамодействует в соседнем. Таким образом, потеря энергии происходит только в материале поглотителя. Исходя из относительно небольшой толщины абсорбера, потерями энергии в нем решено пренебречь. Моделирование облучения кристаллов проводилось посредством программного обеспечения ActiWiz, разработанного в CERN [106]. Основным сценарием моделирования являлась ситуация, имитирующая реальную работу детектора LHCb. Расположение кристалла соответствовало области электромагнитного калориметра, энергия столкновения протонов в системе центра масс составила 14 ТэВ, время облучения 3 года, с активной работой ускорителя на протяжении 6 месяцев в году. Зависимость полной активности одного грамма сцинтиляционного кристалла GAGG:Ce от времени представлена на рисунке 42. Полученная зависимость фитирована функцией, являющейся суммой пяти экспоненциальных затуханий, константы затухания для быстрораспадающихся изотопов составили $\tau_1 \sim 4.5$ часа и $\tau_2 \sim 28$ часов, затем изотопы, распадающиеся в течение нескольких недель $\tau_3 \sim 10$ суток и $\tau_4 \sim 86$ суток и "долгоживущие"изотопы со временем спада $\tau_5 \sim 450$ суток. При этом основной вклад в относительное снижение наведенной активности (более 95 %) вносит группа короткоживущих изотопов.

Исходя из полученных путем моделирования данных, определен изотопный состав в сцинтилляционном кристалле GAGG:Ce после получения дозы

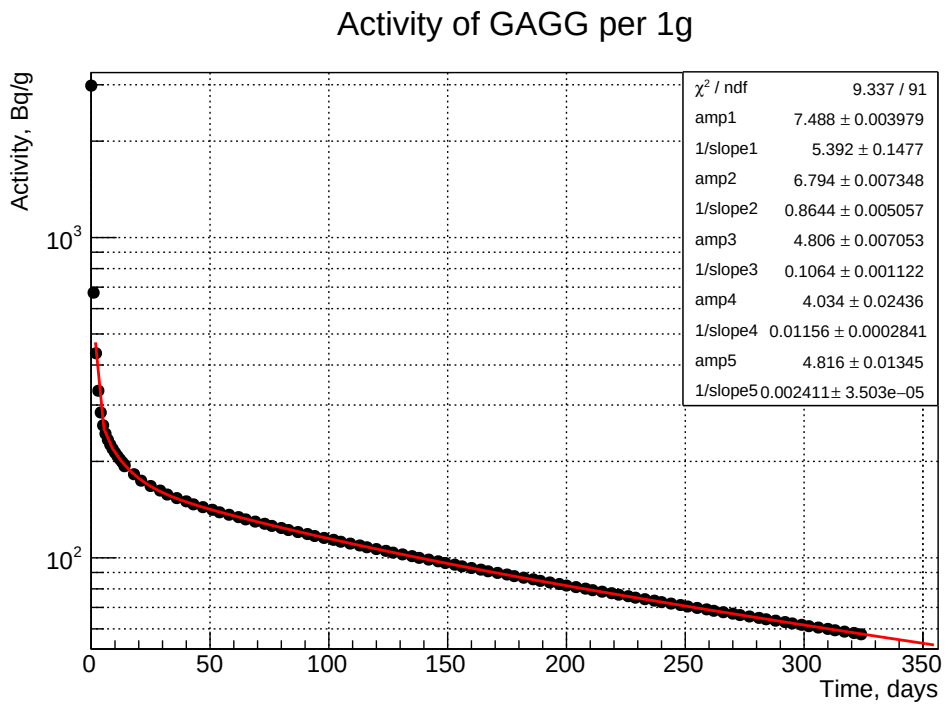


Рисунок 42 — Зависимость полной активности сцинтиляционного кристалла GAGG:Ce от времени.

ионизирующего излучения, эквивалентной значениям, получаемым элементами калориметрической системы в режиме набора данных с детектора LHCb.

Используемое для моделирования программное обеспечение не обладает возможностью определения энергий распада изотопов. По этой причине данная информация определялась при помощи специализированных источников по ядерной физике [107—109]. Опираясь на результаты предсказаний модели определено энерговыделение в секунду E_{second}, и энерговыделение на кубический сантиметр кристалла в секунду E_{totSec} тридцати наиболее активных изотопов в составе облученного GAGG:Ce, вносящих максимальный вклад в общее энерговыделение в кристалле. $E_{second} = 2{,}53$ ГэВ/с, $E_{totSec} = 16,\ 75$ ГэВ$\times$см$^{-3}$ с$^{-1}$.

Несмотря на подтверждение высокой радиационной стойкости оптической прозрачности кристалла GAGG:Ce после протонного облучения, распад образовавшихся радионуклидов приводит к нежелательным "паразитным"вспышкам, создающим дополнительный шум при измерении энергии калориметром. Важно оценить интенсивность по порядку величины радиолюминесценции, вызванной распадом радиоизотопов. Соответствующее исследование опубликовано в работе [41], где проведена симуляция в программе для моделирования физики

взаимодействия элементарных частиц FLUKA [110] сэмплинг калориметра на основе кристаллов GAGG:Ce и вольфрамовых пластин (рисунок 43).

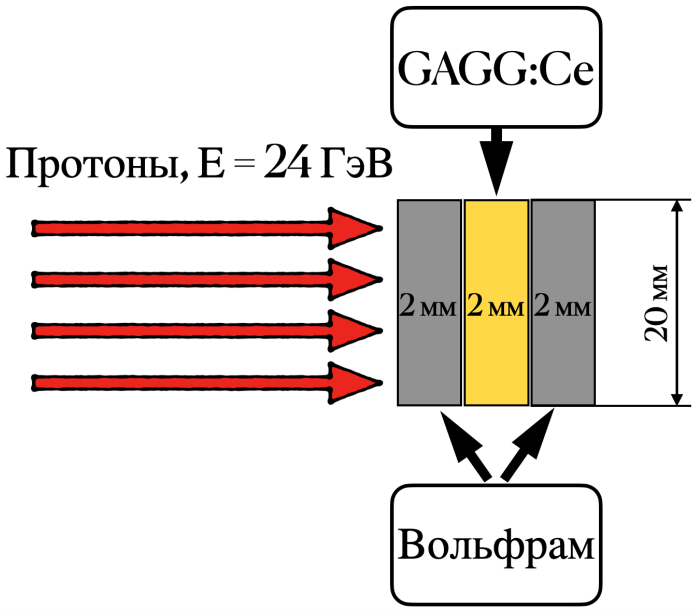


Рисунок 43 — Схема симуляционного исследования.

Уровень дозы в центре калориметра LHCb моделировался протонами с энергией 24 ГэВ, потоком $9{,}7\times10^7$ частиц/(с*см^2), для достижения суммарной дозы порядка 91 МРад. Подобный уровень поглощенной дозы ожидается в центре калориметра LHCb после выхода ускорителя на уровень интегральной светимости в 300 фб$^{-1}$.

На рисунке 44 представлены временной профиль потока протонов и уровень мощности поглощенной дозы в образце GAGG:Ce, индуцированной радиоактивными изотопами,образовавшимися в самом кристалле сцитинтиллятора и вольфрамовом абсорбере.

Исходя из полученных результатов представляется возможным оценить шумы от радиолюминесценции сцинтиллятора и сравнить их с ожидаемым откликом электромагнитного калориметра LHCb. Поскольку суммарно в ячейке ожидается порядка 10 см^3 сцинтилляционного кристалла GAGG:Ce, энерговыделение в кристалле от радиолюминесценции в пределах временного окна между столкновениями пучков в LHC (25 нс) согласно Рисунку 44 составит $\sim$ 1 МэВ. Как показано в пункте 4.2 энергия, выделившая в сцинтилляторе, составляет порядка 25% от суммарной энергии в модуле, таким образом представляется возможным установить, что паразитные сцинтилляционные вспышки в кристаллах от радиолюминесценции соответствуют $\sim$ 4 МэВ реконструированной энергии.

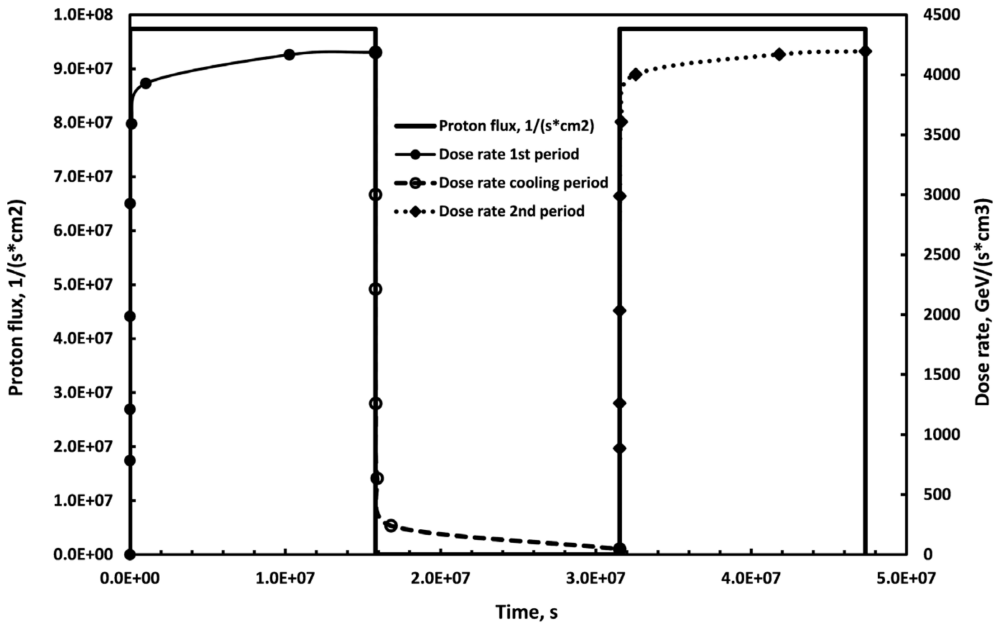


Рисунок 44 — временной профиль потока протонов и уровень мощности поглощенной дозы в образце GAGG:Ce размерами 20×20×2 мм^3.

Калибровка электромагнитного калориметра [111] такова, что один отсчет АЦП соответствует 2,5 МэВ поперечной энергии гамма-кванта, что во внутреннем наиболее загруженном регионе переводится в 5-120 МэВ энергии частицы. Таким образом вклад радиолюминесцентного шума в оцифровку сигнала намного меньше, чем один отсчет АЦП.

Результаты исследования радиационной стойкости сцинтилляционных кристаллов YAG:Ce подробно представлены в работе [112] и демонстрируют высокую радиационную стойкость исследуемых образцов — ухудшение длины затухания примерно в 2 раза, с 60 см до 29 см при поглощенной дозе порядка 10 МРад.

2.3 Geant4 моделирование прототипов электромагнитного калориметра LHCb

Перед сборкой прибора и проведением экспериментальных исследований проведено моделирование работы прототипа, описывающее ожидаемый уровень характеристик детектора. В случае исследования модуля SPACAL калориметра, данное моделирование проведено с использованием инструментария

GEANT4 [113; 114]. Пакет моделирования позволяет провести симуляцию прохождения частицы через вещество с определением количества выделяемой энергии в каждой из частей исследуемого объекта. Инструментарий позволяет создать математическую модель исследуемого объекта, имеющего аналогичную с реальным объектом физическую природу. В случае симуляции работы электромагнитного калориметра физическая модель базируется на использовании соотношений (1 — 5)

1. Формула Бете-Блоха для электронов, описывающая ионизационные потери заряженной частицы формулой 1.

$$\frac{dX}{dE_{ion}^{(e)}} = \frac{2\pi e^4 n_e}{m_e V^2}\left(ln\frac{m_e v^2 T_e}{2I^2\left(1-\beta^2\right)} - ln2\left(2\sqrt{1-\beta^2}-1+\beta^2\right)+1- \right. \\ \left. -\beta^2+\frac{1}{8}\left(1-\sqrt{1-\beta^2}\right)^2-\delta\right. \tag{1}$$

2. Формулы радиационных потерь электронов. Формулы (2 — 4).

$$\frac{dX}{dE_{rad}^{(e)}} = \frac{n_e T_e Z r_0^2}{137}\frac{16}{3}\ ,\ T_e < m_e c^2 \tag{2}$$

$$\frac{dX}{dE_{rad}^{(e)}} = \frac{n_e T_e Z r_0^2}{137}\left[4ln\left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}\right)-\frac{4}{3}\right]\ ,\ m_e c^2 \ll T_e \ll\ 137\ m_e c^2\ Z^{\frac{1}{3}} \tag{3}$$

$$\frac{dX}{dE_{rad}^{(e)}} = \frac{n_e T_e Z r_0^2}{137}\left[4ln\left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}\right)+\frac{2}{9}\right]\ ,\ T_e\ > 137 m_e c^2 Z^{\frac{1}{3}} \tag{4}$$

   где e — заряд электрона, n_e — плотность электронов в веществе, m_e — масса электрона, v — скорость электрона, T_e — кинетическая энергия электрона, I — потенциал ионизации, — скорость света в вакууме, $\beta = v/c$, δ — поправка на эффект плотности, Z — заряд ядер вещества в единицах заряда электрона, r_0 — классический радиус электрона.

3. Формула ослабления интенсивности моноэнергетического пучка гамма — квантов на толщине x вещества. Формула 5.

$$I(x) = I(0)e^{-n\sigma x} \tag{5}$$

где I — интенсивность пучка гамма-квантов, n — концентрация атомов вещества, σ — сечение взаимодействия гамма-кванта с веществом, x — толщина слоя вещества.

При этом сечение взаимодействия гамма-квантов с веществом складывается из сечений трех процессов – фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования электрон-позитронных пар в поле ядра вещества (формула 6).

$$\sigma = \sigma_{ph} + \sigma_k + \sigma_{e^+e^-} \tag{6}$$

где σ_{ph} — сечение фотоэффекта, σ_k – сечение Комптон-эффекта, $\sigma_{e^+e^-}$ – сечение образования $e^+\breve{e}$ пар в поле ядра вещества.

Сечения каждого из эффектов определяются по формулам (7 — 10)

$$\sigma_{ph} = \frac{5}{4} \times 1.09 * 10^{-16} Z^5 \left(\frac{13.61}{E_\gamma}\right)^{\frac{7}{2}} , \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \ll 1 \tag{7}$$

$$\sigma_{ph} = \frac{5}{4} \times 1.34 * 10^{-16} Z^5 \left(\frac{1}{E_\gamma}\right)^{\frac{7}{2}} , \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \gg 1 \tag{8}$$

$$\sigma_k = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} ln(1+2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right\} \tag{9}$$

$$\sigma_{e^+e^-} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} ln \left(\frac{2E_\gamma}{m_e c^2} \right) - \frac{218}{27} \right) \tag{10}$$

где Z — атомный номер вещества, E_γ — кинетическая энергия гамма-кванта, m_e — масса электрона, c — скорость света, r_e — радиус электрона, $\varepsilon = E_\gamma / m_e c^2$

При моделировании калориметрического модуля в первую очередь измеряется количество выделяемой энергии в активном веществе — сцинтилляторе. Наличие распределения энергии в активной среде позволяет оценить ожидаемое энергетическое разрешение прибора, без учета конвертирования энергии в световые вспышки, транспортирования света и потерь на входе в фотоприемник, т.е. получить идеальный случай. В то же время, инструментарий позволяет использовать встроенные функции для моделирования световых вспышек и транспорта света с целью получения отклика прибора. На рисунке 45 представ-

лен интерфейс средства визуализации. Основные параметры первоначального пучка частиц задаются в специализированных макрос-файлах — расширения ".mac вариативные параметры детектора, такие как габаритные размеры, размер сцинтилляционных волокон, материал волокон и абсорбера и т.д., изменяются посредством файла конфигурационного файла с набором параметров.

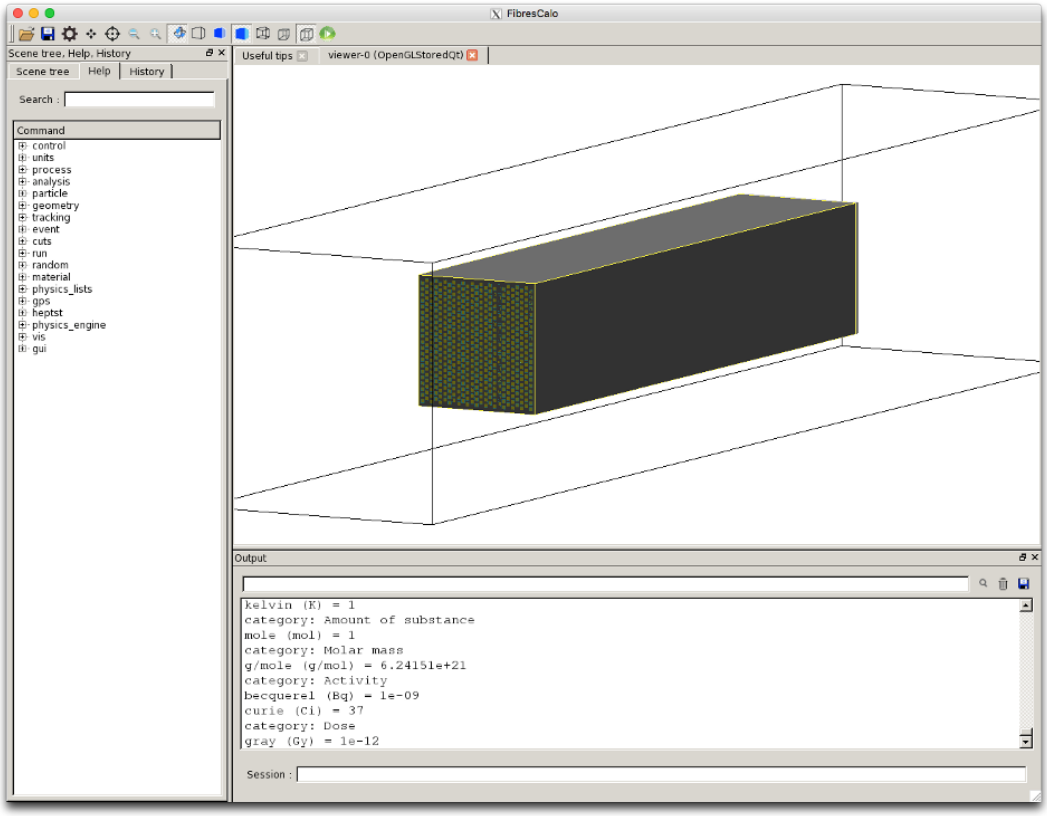


Рисунок 45 — Интерфейс средства визуализации инструментария GEANT4.

Для набора данных моделирования необходимо установить физический лист, ответственный за симуляцию физических процессов каждой из частиц входящих в его перечень. В текущей работе использовался стандартный физический лист QGSP_BERT_EMV, рекомендованный для моделирования процессов физики высоких энергий и адаптированный для лучшей производительности в области электромагнитных процессов.

2.3.1 Тестовое моделирование модуля SPACAL калориметра GAGG:Ce

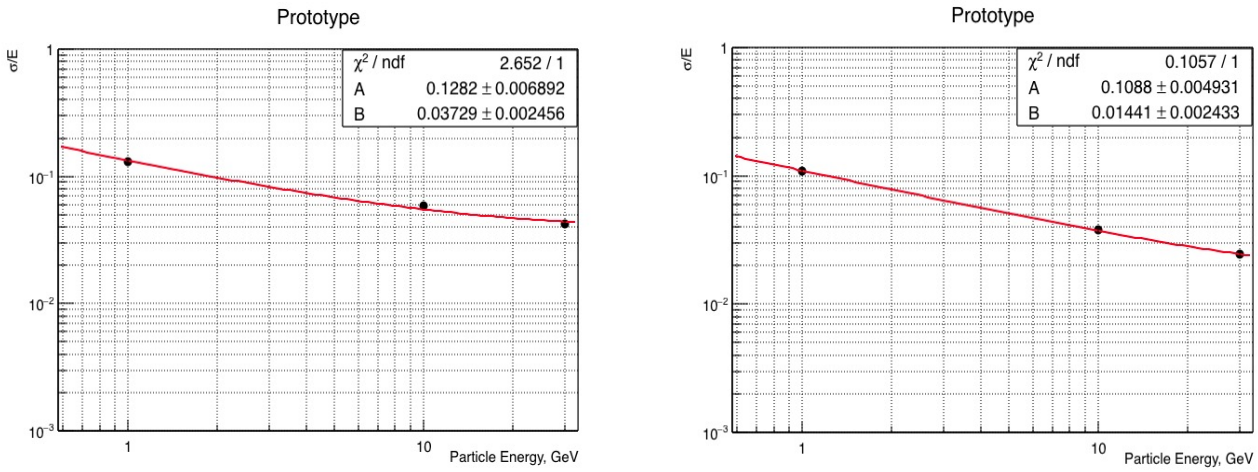
На начальном этапе моделирования проведено исследование модели модуля с помощью пакета GEANT4. Для этого смоделирован модуль относительно больших размеров базированный на сцинтилляционных волокнах с одинаковыми оптическими и физическими свойствами. Проверена корректность определения значений энергий, координат а также правильность конвертирования поглощенной энергии в величину фотонов в сцинтилляторе на основе известного световыхода. Немаловажным моментом являлась корректность заполнения соответствующих гистограмм программой после ее выполнения.

После проверки корректности и внесения корректив произведено моделирование идеального случая работы модуля калориметра на основе значений энергий выделившихся в сцинтилляторе (т.е. без учета световых потерь в калориметре и возможных утечек энергии за пределы модуля) для различных углов падения первичного пучка частиц. Энергетическое разрешение для каждого случая представлено на рисунке 46.

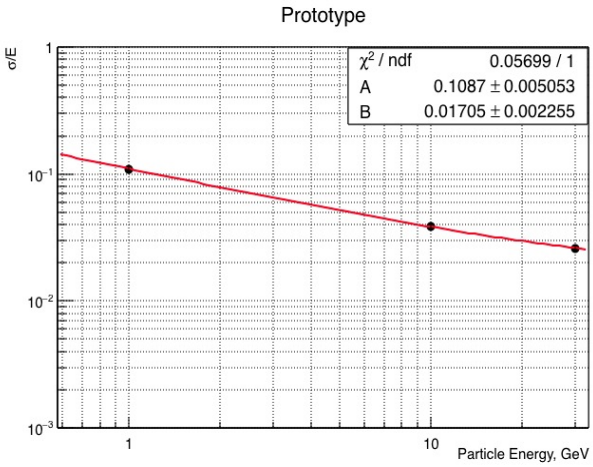
Значения энергий входящих в модуль электронов составляли 1, 10 и 30 ГэВ. Исследуемый прототип был повернут по двум осям на углы в диапазоне от 3° до 9°. Конфигурация модуля в данных случаях – квадратные волокна (GAGG:Ce) сечением 1 мм^2 , расстояние между волокнами 1,8 мм. Материал абсорбера — сплав меди и вольфрама с массовым соотношением 25:75%.

Зависимость энергетического разрешения от энергии падающей частицы описывается функцией $\sigma_E/E = A/\sqrt{E} \oplus B$, где A — стохастический член и изменяется от 12,8% (3×3°) до 10,8 (9×9°), B — константный член и варьируется от 3,7% (3×3°) до 1,5 (9×3°), однако разница в значении стохастического члена для углов 6×6° и 9×9° практически отсутствует. Данный момент возможно объяснить двумя эффектами, происходящими при взаимодействии частиц с активным материалом:

– Под относительно низкими углами частица может попасть в определенное волокно и пройти большую часть своего пути, выделяя энергию в нем. Подобный эффект приводит к увеличению энергии, выделенной в сцинтилляторах, однако, в таком случае электромагнитный ливень пе-



а) б)



в)

Рисунок 46 — Энергетическое разрешение калориметра при падении первичных частиц под углом 3° (а), 6° (б) и 9° (в). A — Стохастический член, B — Постоянный член энергетического разрешения.

ресекает только несколько сцинтилляционных волокон, что вызывает большие флуктуации в значении энергии, выделяемой в сцинтилляторах (рисунок 47(а)).

– Увеличение угла позволяет увеличить количество волокон, регистрирующих ливень, однако уменьшает энергию, выделяемую в каждом из них (рисунок 47(б)).

Таким образом, оптимальными углами вхождения первичных частиц в модуль электромагнитного калориметра являются углы больше 3°. При дальнейшем увеличении углов вхождения частиц в модуль ожидается насыщение и отсутствие изменений с увеличением угла.

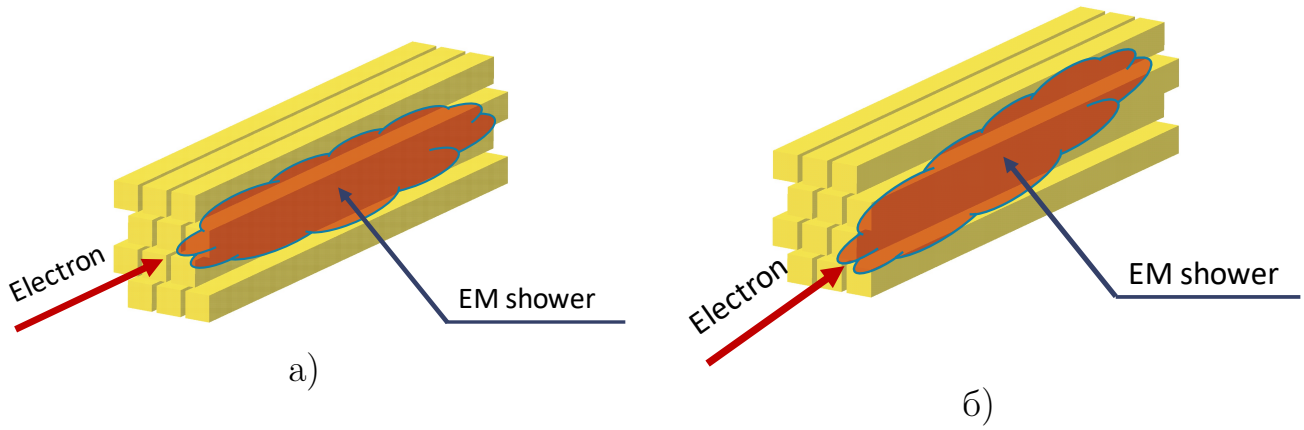


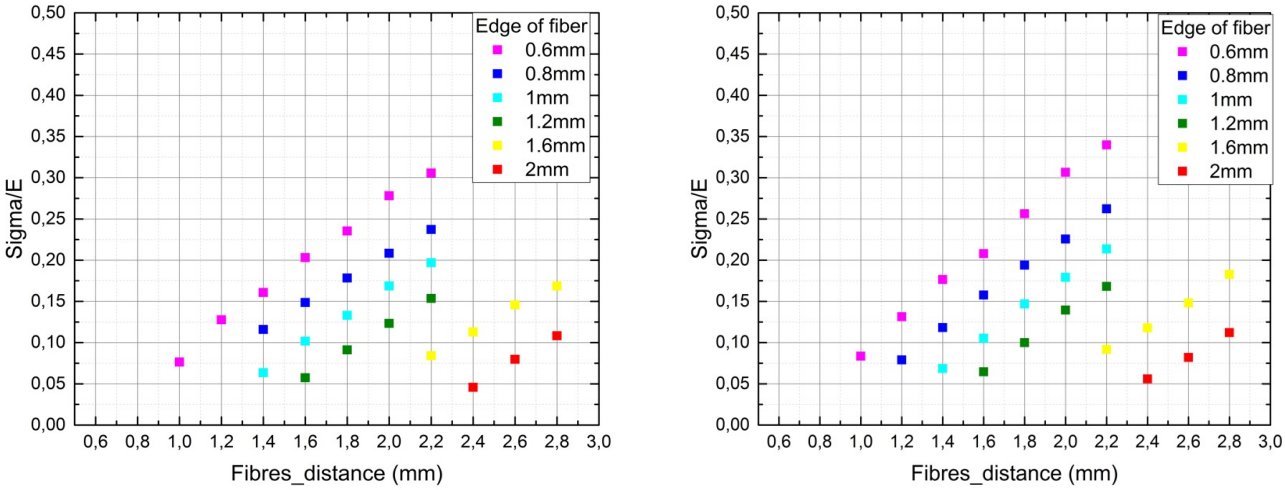
Рисунок 47 — Схематичное изображение развития ливня в SPACAL модуле, под минимальным углом (а), под большими углами (б)

2.3.2 Моделирование различных конфигураций модуля

Немаловажным аспектом в подготовке прототипа является определение зависимости энергетического разрешения от основных параметров конфигурации, таких как размер сцинтилляционного волокна и расстояния между ними. Для решения этой задачи проведено моделирование работы модуля на пучке электронов с энергией 1 ГэВ. Размеры исследуемого модуля 210×180×400 мм^3, материал абсорбера – вольфрам-медный сплав с массовой долей (75:25%). Исследуемый модуль облучался пучком электронов отклоненных на 3×3° относительно осей OY и OZ. Рассмотрены размеры квадратных сцинтилляционных волокон со сторонами 0,6; 0,8; 1; 1,2; 1,6 и 2 мм, с расстоянием между центрами волокон варьирующемся от 1 до 2,8 мм. Энергетическое разрешение определялось посредством использования распределения энергии выделенной в сцинтилляторе, т.е. без учета возможных световых потерь. Результаты исследования для сцинтилляторов GAGG:Ce и YAG:Ce представлены на рисунке 48 (а и б) соответственно.

Величина энергетического разрешения модуля с сцинтилляционным кристаллом YAG:Ce ожидаемо меньше, чем у модуля заполненного волокнами из GAGG:Ce.

Исходя из полученных данных, представляется возможным установить строгую зависимость энергетического разрешения от размера сцинтилляционных волокон, входящих в состав модуля, а также расстояния между центрами этих волокон.



а) б)

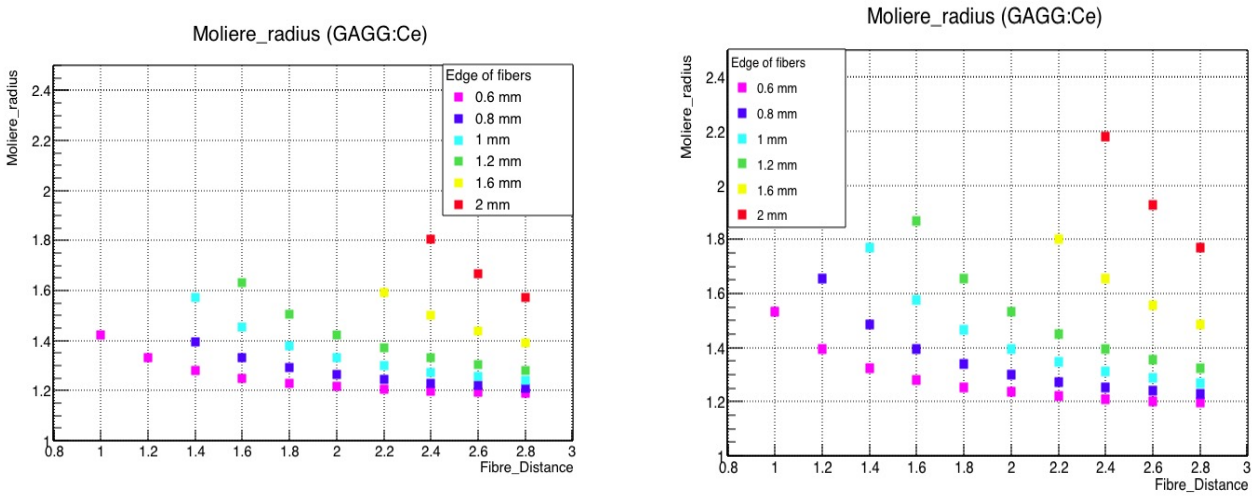
Рисунок 48 — Зависимость стохастического члена энергетического разрешения от размера сцинтиллятора и расстояния между центрами волокон. GAGG:Ce (а) YAG:Ce (б).

Дополнительно были рассчитаны значения радиуса Мольера конструкции и построены зависимости этой величины от размера волокна и расстояния между центрами волокон (Рисунок 49) [42].

Таким образом после проведения математического моделирования рабочей группой принято решение использовать в качестве первого прототипа модуль, заполненный сцинтилляционными волокнами квадратного сечения размером 1x1 мм^2 и расстоянием между центрами волокон 1,8 мм на базе вольфрам-медного сплава с массовой долей вольфрама 75%.

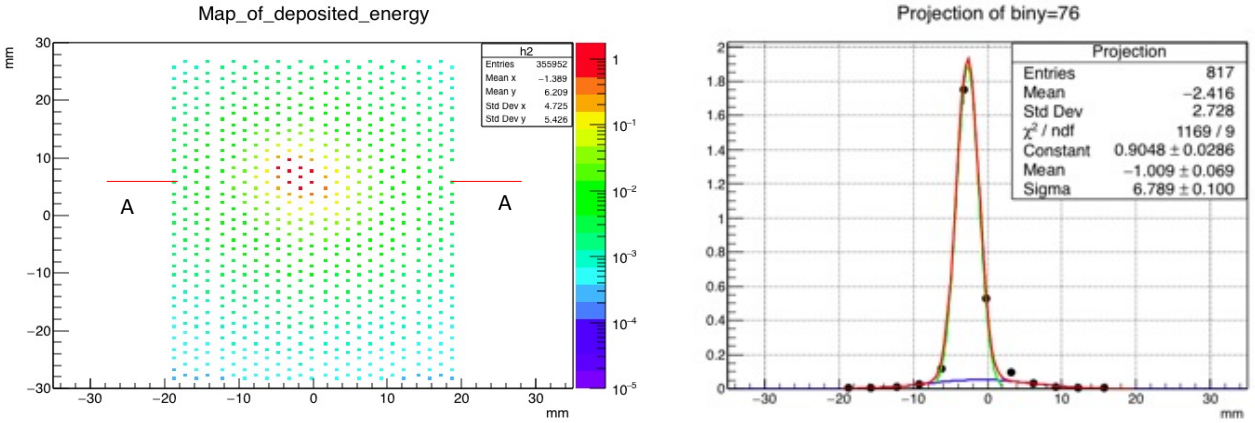
2.3.3 Определение профиля электромагнитного ливня

С целью оценки ширины профиля электромагнитного ливня, проведено моделирование модуля (60×70×200 мм^3), заполненного сцинтиллятором GAGG:Ce. Параметры пучка: электроны с энергией 10 ГэВ под углом 3° относительно осей OY и OZ. Результаты моделирования представлены на рисунке 50.



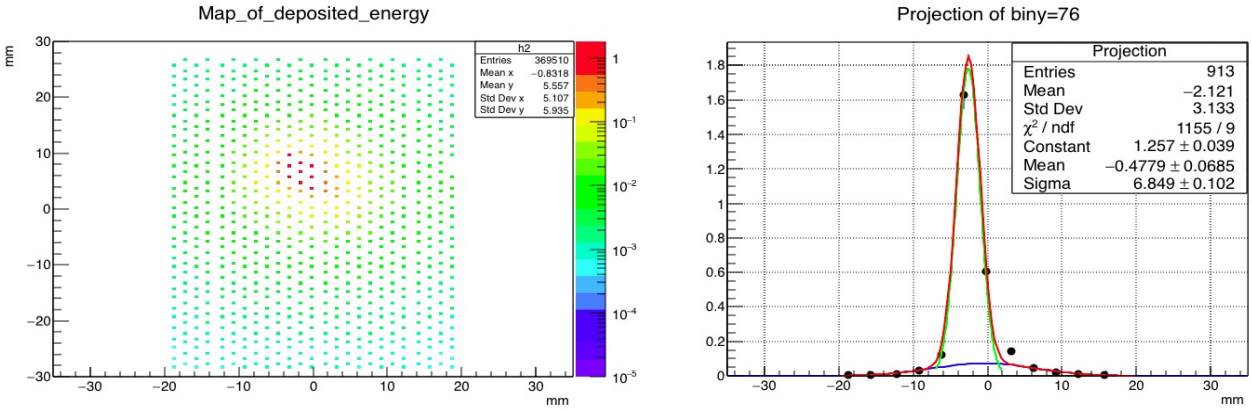
а) б)

Рисунок 49 — Зависимость радиуса Мольера от размера сцинтиллятора. GAGG:Ce (а) YAG:Ce (б).



а) б)

Рисунок 50 — Карта выделенной энергии в сцинтилляторе (а) и профиль электромагнитного ливня (б).



а) б)

Рисунок 51 — Карта выделенной энергии в сцинтилляторе (а) и профиль электромагнитного ливня (б) для модуля из свинцового абсорбера.

Результаты моделирования демонстрируют, что электромагнитный ливень имеет неширокую структуру с явной возможностью выделения узкого ядра. Наличие сжатого электромагнитного ливня приводит к большим флуктуациям энергии, выделяемой в сцинтилляционных волокнах. С целью увеличения ширины электромагнитного ливня смоделирован аналогичный модуль с абсорбером из свинца. Результаты моделирования представлены на рисунке 51.

При изменении материала абсорбера, профиль ливня слегка уширяется. Однако данное увеличение незначительно. В таком случае необходимо оптимизировать расстояние между волокнами с целью минимизации потерь энергии в абсорбере между сцинтилляционными волокнами [42].

Глава 3. Первый прототип радиационно-стойкого модуля электромагнитного калориметра

3.1 Моделирование вариантов первого прототипа модуля SPACAL калориметра

В качестве первого прототипа модуля SPACAL рассматривался вариант сборного поглотителя из пластин вольфрам-медного сплава (25:75%) $60 \times 70 \times 200$ мм ^{3}, с отверстиями квадратного сечения размером 1 мм^2 и расстоянием между центрами волокон 1,8 мм. Исследовались два варианта расположения волокон: общей сложности — один модуль состоит из девяти ячеек, центральная заполнена кристаллическими волокнами, а ячейки на периферии - волокнами из полистирольного сцинтиллятора SCSF-78 производства Kuraray(c), как это представлено на Рисунке 52; кристаллический сцинтиллятор (GAGG:Ce) в центральной части и сцинтиллятор на основе полистирола на периферии (рисунок 52) и крест из кристаллических сцинтилляторов и полистирол в углах модуля (рисунок 53). Сцинтиллятор на основе полистирола использовался в симуляции в качестве референса.

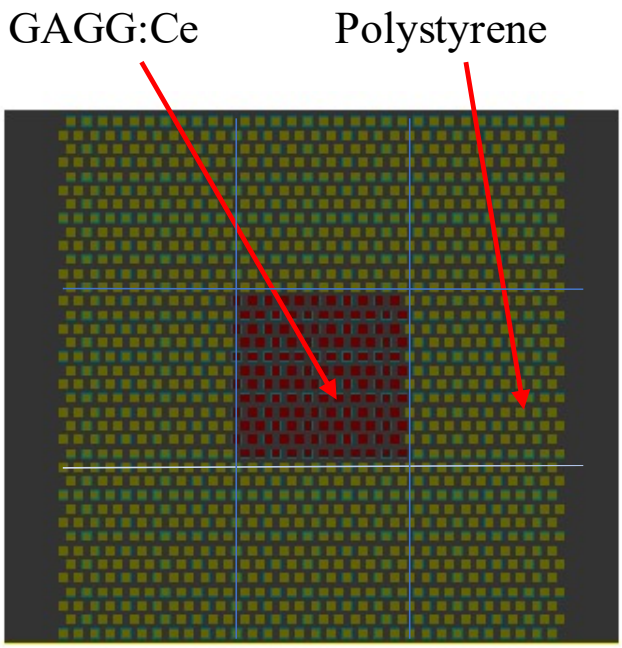


Рисунок 52 — Вариант прототипа с кристаллом в центре (красны) и полистиролом на периферии (желтый).

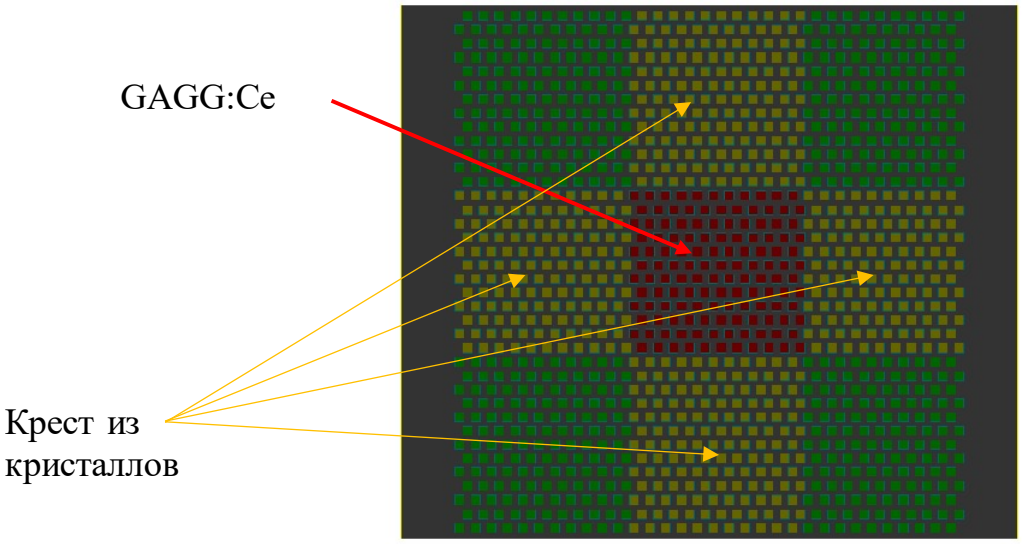


Рисунок 53 — Вариант прототипа с кристаллом GAGG:Ce (красный) в центре и полистиролом (зеленый) в углах. Кристаллы YAG:Ce отмечены желтым цветом.

Разные конфигурации материала волокон позволяют рассмотреть вариант использования дешевых пластиковых волокон для периферийной части калориметра.

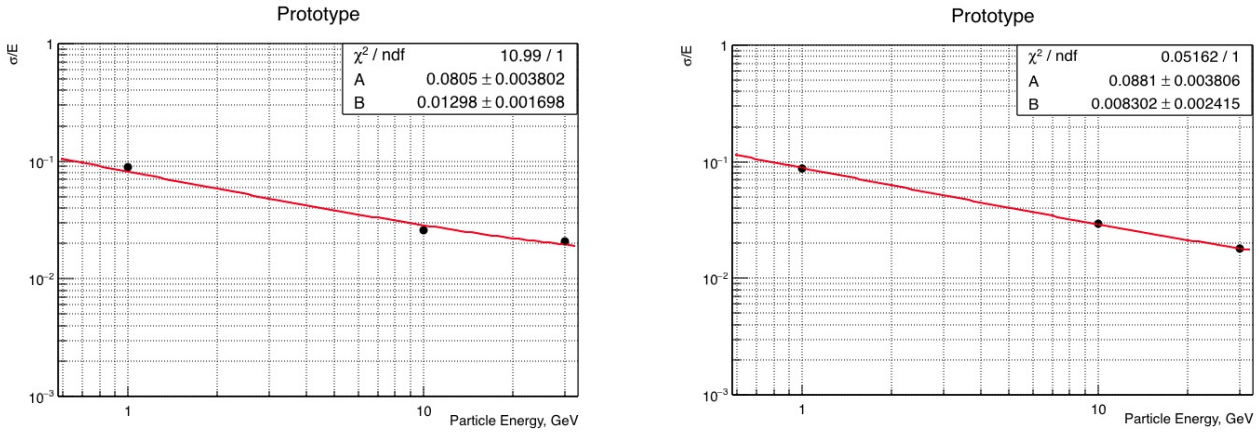
Исследования по определению относительного энерговыделения в различных областях выполнялись посредством условного разделения модуля на девять частей с одинаковым размером (см. рисунок 52), коллимирования пучка электронов в центральную часть прибора и вычислением энергии, выделенной в каждой из девяти областей, которые в свою очередь были объединены в группы – центральная часть, углы и крест.

Результаты моделирования для каждой из конфигураций при углах вхождения первичных частиц $3 \times 3^\circ$ представлены на рисунке 54.

Доля энергии, выделяемая в активном веществе (сцинтилляционных волокнах) составляет:

– В центральной части (GAGG:Ce) — 14,53 ± 0,03%;
– Крестовая часть (YAG:Ce) — 1,76 ± 0,02% ;
– Угловые ячейки (SCSF-78) — 0,07 ± 0,02%.

Из данных результатов следует, что наиболее важной является центральная часть детектора, в которой установлены волокна кристалла GAGG:Ce, величина относительной энергии в крестовой части на порядок меньше, однако при увеличении энергии первичных частиц и расширении ливня, увеличивает-



а) б)

Рисунок 54 — Энергетическое разрешение прототипа из GAGG и полистирола на периферии (а) и GAGG и полистирола в угловой части, с применением YAG:Ce в крестовой части (б). Пучок частиц направлен в центральную ячейку. A — Стохастический член, B — Постоянный член энергетического разрешения.

ся и число. По этой причине целесообразно использование в крестовой части прибора кристаллического сцинтиллятора, с целью минимизации негативного влияния на энергетическое разрешение.

С целью потенциальной минимизации стоимости прибора предложено использование в крестовой части более дешевых кристаллов на YAG:Ce (иттриевый алюминиевый гранат, допированный церием).

Сравнивая энергетическое разрешение двух возможных конфигураций (рисунок 54 (а) и (б)), можно сделать следующие выводы:

– Стохастический член энергетического разрешения составляет порядка 8% в диапазоне энергий от 1 до 30 ГэВ ;
– Постоянный член крестовой конфигурации и составляет 0,8% , а в случае использования только пластиковых волокон для всех восьми окружающих ячеек — 1,3%.

Исходя из результатов сравнения энергетического разрешения, а также принимая во внимание факт того, что при значениях энергии электронов более 100 ГэВ ширина электромагнитного ливня значительно увеличится, решено использовать в качестве прототипа крестовую конфигурацию размещения сцинтилляционных волокон.

3.2 Сборка прототипа модуля электромагнитного калориметра

В основу прототипа заложена схема расположения волокон следующего типа – девять ячеек, центральная заполнена сцинтиллятором GAGG:Ce, угловые ячейки — сцинтилляционными волокнами SCSF-78 (Kuraray) на основе полистирола, а оставшиеся, кристаллами YAG:Ce, образующими крест вокруг центральной ячейки 53. Прототип продольно разделен на две секции по 10 см длиной каждая (общая длина модуля – 20 см), двухсторонняя система считывания основана на светособирающих конусах с размером выходного окна, совпадающего с входным окном фотоприёмника (рисунок 55).

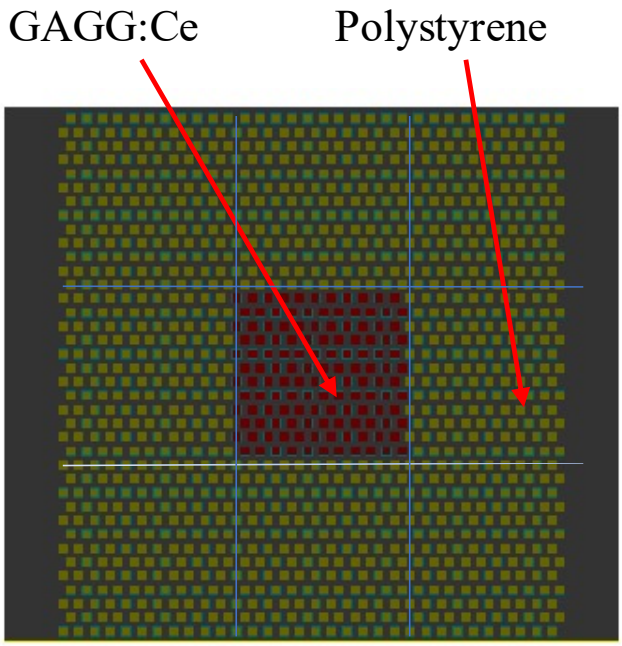


Рисунок 55 — Схема построения системы считывания прототипа.

В исследуемом прототипе использовались непрерывные волокна пластикового сцинтиллятора длиной 20 см для минимизации световых потерь, в то время как кристаллические волокна имели длину 10 см. Система двойного считывания в данном случае использовалась с целью уменьшения световых потерь на стыках кристаллических волокон, что позволит улучшить как энергетические, так и временные характеристики прибора, с этой же целью торцы кристаллов необходимо покрыть отражающим материалом.

Подготовленные образцы сцинтилляционных волокон представляют собой волокна квадратного сечения 1x1 мм^2 длиной 10 см. Торцы волокон, поставлен-

ных изготовителем (Фомос-Материалы) обработаны посредством полировки, однако не имеют никаких покрытий, предотвращающих потери света. В связи с этим необходимо провести зазеркаливание одной из торцевых поверхностей материалом с показателем преломления большим, чем аналогичный параметр сцинтиллятора. В лаборатории механической, термической и химической обработки CERN проведена обработка сцинтилляционных волокон с целью уменьшения световых потерь и эффекта кросс-толка между сцинтилляторомы разных секций. Результаты алюминизации представлены на рисунке 56, где на фотографиях представлены торцы кристаллических волокон с нанесенным зеркальным слоем, наблюдаемых на фотографии в виде черных квадратов.

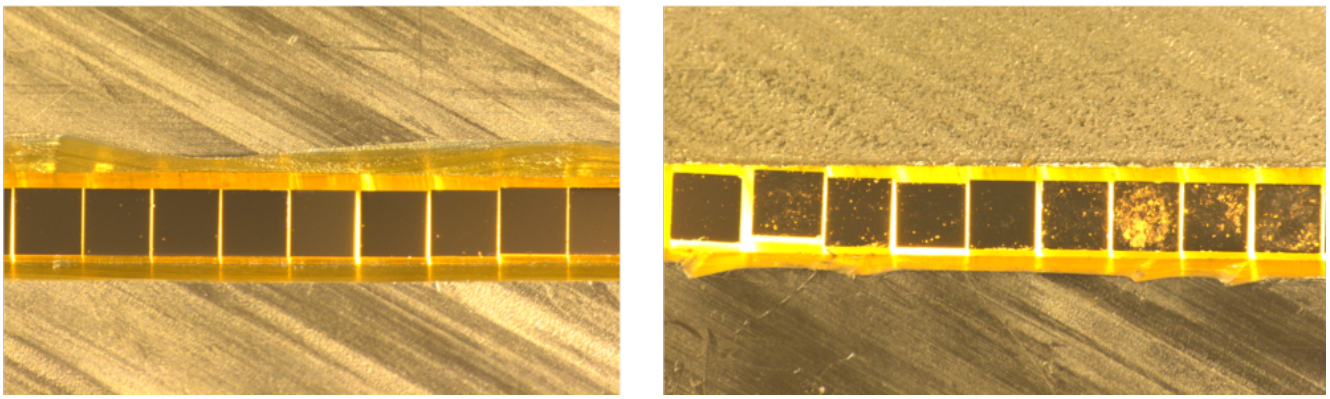


Рисунок 56 — Алюминизиванные торцы сцинтилляционных волокон YAG:Ce слева, GAGG:Ce справа.

Различие в качестве нанесенного покрытия объясняется качеством первичной обработки, выполненной изготовителем. В любом случае, существующая система светоизоляции секций обеспечивает минимизацию светообмена.

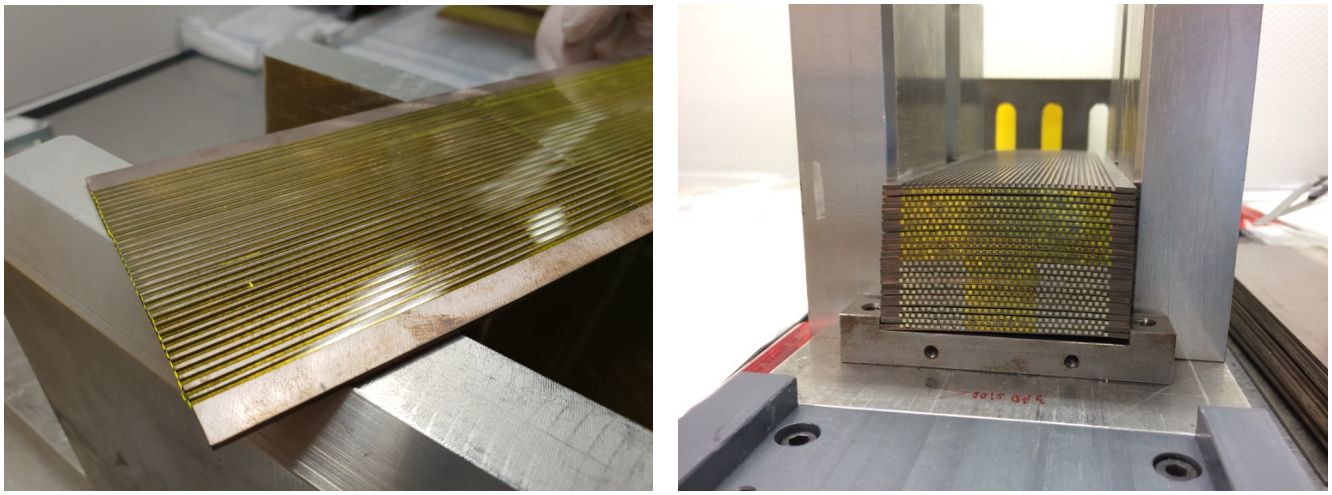
Обработка торцов пластиковых волокон заключалась в механической обработке с помощью алмазной полировальной машины на специализированной установке. Данная работа также была выполнена в лаборатории механической, термической и химической обработки CERN.

3.2.1 Сборка прототипа

Основой текущего прототипа является поглотитель из вольфрам-медного сплава с массовым соотношением 75:25, поглотитель выполнен в виде набора

пластин с канавками под волокна квадратного сечения площадью 1x1 мм (рисунок 57(а)).

Набор из 38 пластин заполняется последовательно сцинтилляционным материалом, пластины накладываются друг на друга, а затем фиксируются при помощи утягивающего механизма на основе болтового соединения (рисунок 57(б)).



а) б)

Рисунок 57 — Пластина поглотителя с набором кристаллических волокон, уложенных в канавки (а). Фотография в процессе сборки модуля (б).

Результат сборки представлен на Рисунке 58).

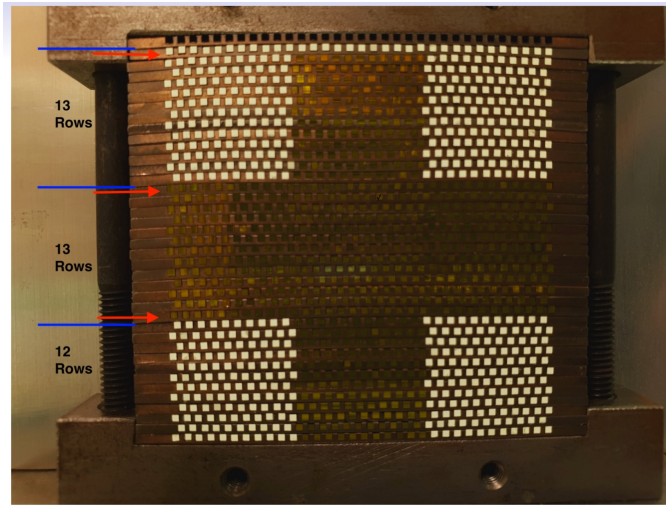


Рисунок 58 — Сборка абсорбер-сцинтиллятор.

Верхняя пластина не заполнялась сцинтилляционным материалом по причине несовершенства конструкции и превышении допусков, которые могли привести к повреждению волокон при фиксации конструкции стяжными элементами.

3.2.2 Монтаж оборудования светосбора

Светосбор с ячеек модуля осуществляется посредством светособирающих конусов на основе полиметилметакрилата (PMMA). Свет от каждой из 9 ячеек, размером 20x20 мм^2 собирается конусом и фокусируется в выходном отверстии, совпадающем с диаметром входного окна фотоэлектронного умножителя (13 мм). Крепление конусов обеспечивается напечатанной на 3-D принтере маской из пластика и фиксируется винтами (рисунок 59).

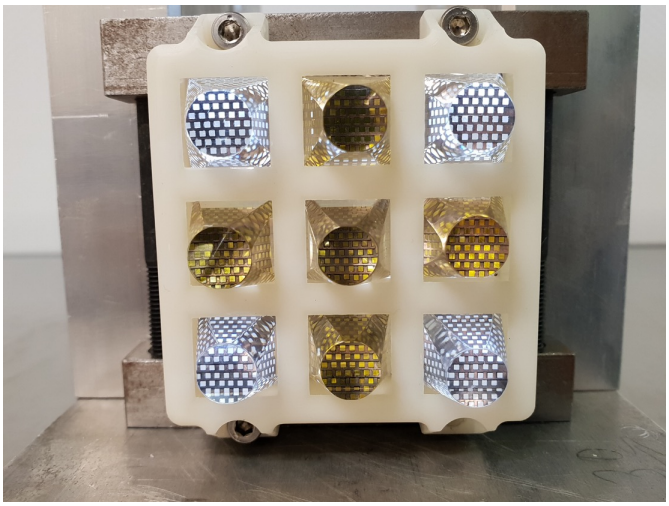


Рисунок 59 — Светособирающие конусы.

Поскольку система считывания является двусторонней, тыльная сторона модуля имеет идентичную структуру.

В качестве фотоприемников использовались ФЭУ R12421 Hamamatsu (R) с диаметром входного окна 13 мм (рисунок 60). Основные характеристики прибора представлены в таблице 4.

Для крепления к модулю калориметра фотоумножителей, примыкающих сигнальных кабелей и кабелей питания, изготовлена специальная подставка из пластика. Собранный прототип калориметра представлен на рисунке 61.

Рисунок 60 — Фотоэлектронный умножитель Hamamatsu R12421.

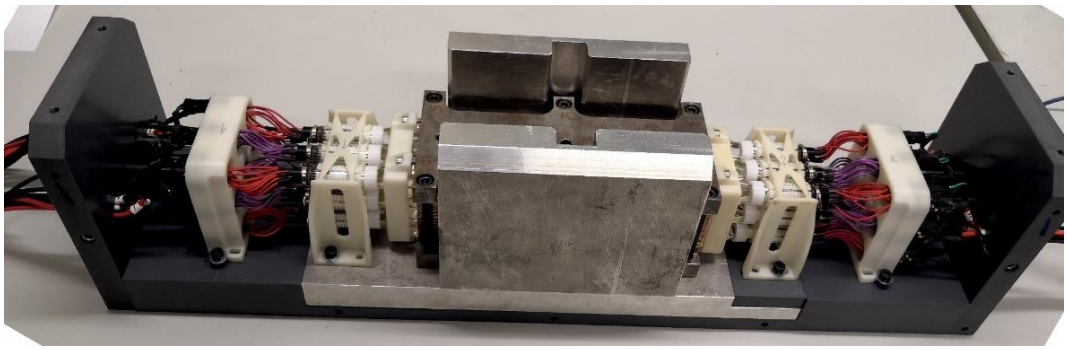


Рисунок 61 — Прототип модуля SPACAL-калориметра.

3.3 Экспериментальные исследования прототипа

В ходе экспериментального исследования проведен набор данных от мюонного пучка с целью калибровки, отклик от LED-системы, временные и энергетические измерения. Дополнительно во временных измерениях тестировался модернизированный прототип модуля шашлык-калориметра подготовленный Институтом Физики Высоких Энергий (ИФВЭ г. Протвино) представляющий собой модуль, схожий с используемыми в калориметре в настоящее время, однако с уменьшенными размерами за счет смены абсорбера на более плотный.

3.3.1 Экспериментальная установка

С целью экспериментального исследования характеристик прототипа проведены серии измерений модуля на пучке электронов от протонного суперсин-

Таблица 4 — Основные характеристики ФЭУ Hamamatsu R12421.

Параметр	Значение	Единица
Спектральная чувствительность	300 — 700 (макс. 420)	нм
Мин. эффективная область фотокатода	∅10	мм
Диапазон рабочих температур	-30 — 50	°C
Коэффициент усиления (при 25° C)	2×10^6	-
Квантовая эффективность	25	%
Темновой ток	30	нА
Рабочее напряжение	1250	В

хротрона (SPS) в CERN, являющегося предускорителем Большого Адронного Коллайдера (LHC). Программа исследований включает в себя исследование энергетического разрешения прибора для различных углов и энергий первичных частиц, измерение отклика прибора на мюоны, а также проведение временных измерений прототипа.

В состав экспериментальной установки входили 3 сцинтилляционных счетчика (Sc.1-Sc3), выступающие в качестве триггерной системы для пучка, 3 проволочные дрейфовые камеры (DWC1-DWC3), для измерения треков и 2 черенковских счетчика на основе Plexiglass, считываемые при помощи микроканальных пластин MCP-PMT производства ЗАО «Катод», г. Новосибирск, выполняющие роль временного референса (MCP1, MCP2). Схема экспериментального стенда представлена на рисунке 62

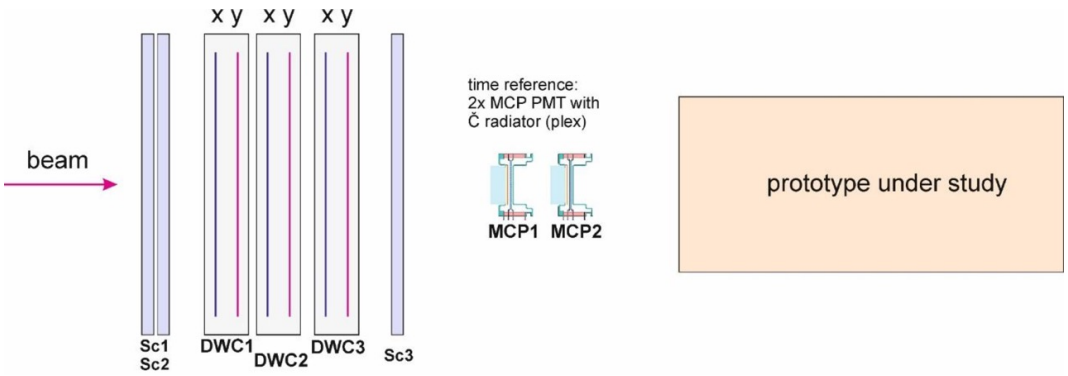


Рисунок 62 — Схема экспериментальной установки.

В качестве электронной системы считывания использовались временно-цифровой преобразователь CAEN TDC V1290N для считывания MCP, ампли-

тудно-цифровой преобразователь LeCroy ADC 1182 для амплитудных измерений и оцифровщик сигналов CAEN DT5742 digitizer для записи формы сигналов. Экспериментальная установка представлена на рисунке 63.

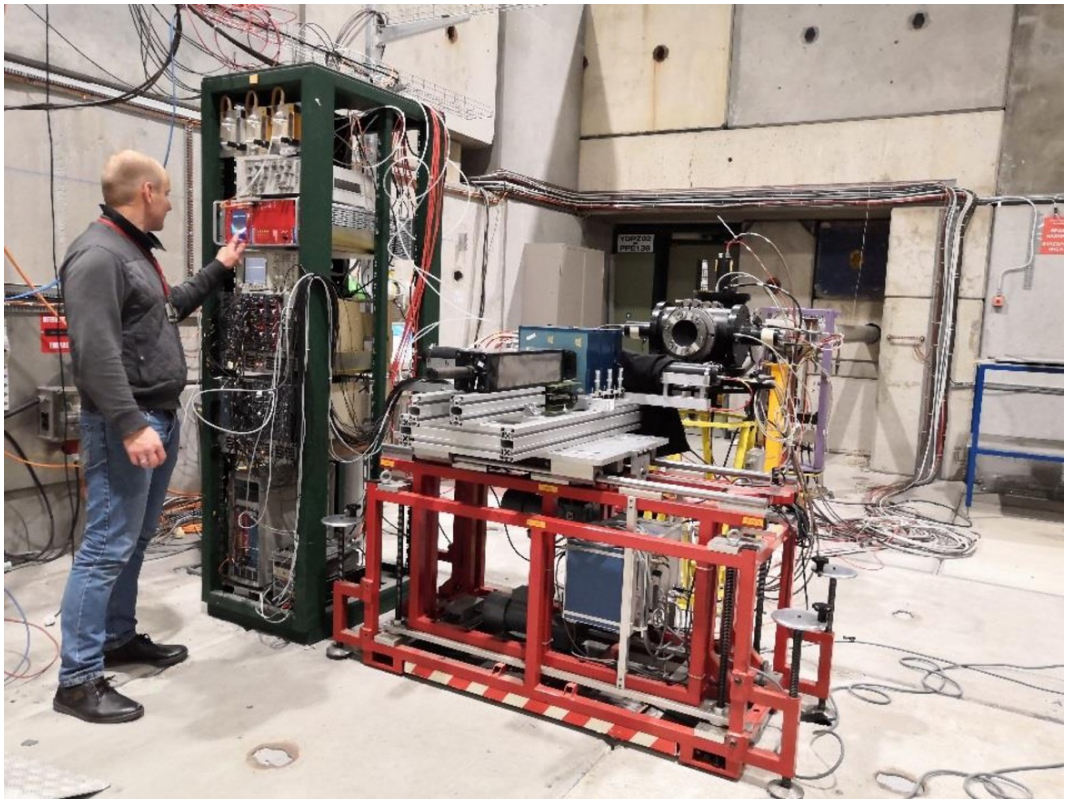


Рисунок 63 — Фото экспериментальной установки. В кадре сотрудник ИТЭФ Александр Семенников.

Измерения энергетического разрешения планировалось проводить для диапазона энергий 20 – 120 ГэВ, однако, по техническим причинам энергии пучка выше 30 ГэВ были недоступны на канале H8 ускорителя SPS. В измерениях энергетического разрешения для калибровки использовалась система светодиодов, запускаемая вне основных триггерных сигналов.

3.3.2 Измерения на пучке мюонов

Измерения на мюонном пучке позволяют определить калибровочные коэффициенты и оценить однородность отклика прототипа. На рисунке 64 представлены двумерные распределения откликов ячеек исследуемого прототипа SPACAL модуля, полученные на пучке мюонов с энергией 180 ГэВ, входящие в

прототип под нулевым углом. Распределения получены посредством комбинирования данных между трековой системы на основе камер DWC, определяющими координату частицы и откликами и амплитудой выходного сигнала с прототипа. Из представленного рисунка можно заметить, что некоторые волокна из крестовой секции (YAG:Ce) обладают большим откликом относительно других. Данный факт объясняется наличием сцинтилляционных волокон производителя CRYTUR из разных производственных партий и с разными сцинтилляционными добавками, что, позднее было подтверждено производителем. Также на представленных изображениях можно наблюдать белые области, наличие которых объясняется отсутствием сигнала с дрейфовых проволочных камер, и соответствуют зонам неэффективности одной из камер.

Для определения продольной однородности отклика проведены измерения с прототипом размещенным поперек пучка под углом 90° (рисунок 65).

Из представленных распределений можно сделать вывод об относительной стабильности отклика от продольной координаты частицы. Для исследования энергетического разрешения необходимо определить калибровочные коэффициенты. Энергию одиночного события, в таком случае, можно определить выражением 11

$$E^{ev} = k * \sum_{ch} \frac{A^{ev}_{ch}}{< A^{\mu}_{ch} >} \tag{11}$$

На рисунке 66 представлены амплитудные распеределения от ячеек фронтовой части прототипа.

Данные калибровки на пучке релятивистских мюонов использовались как предварительные калибровочные коэффициенты в энергетических измерениях.

3.3.3 Измерения энергетического разрешения

По техническим причинам, максимальная энергия электронных пучков в разные дни составляла 20 – 30 ГэВ. По этой причине, энергетическое разрешение оценивалось на пучке с энергией 20 ГэВ, а временные характеристики

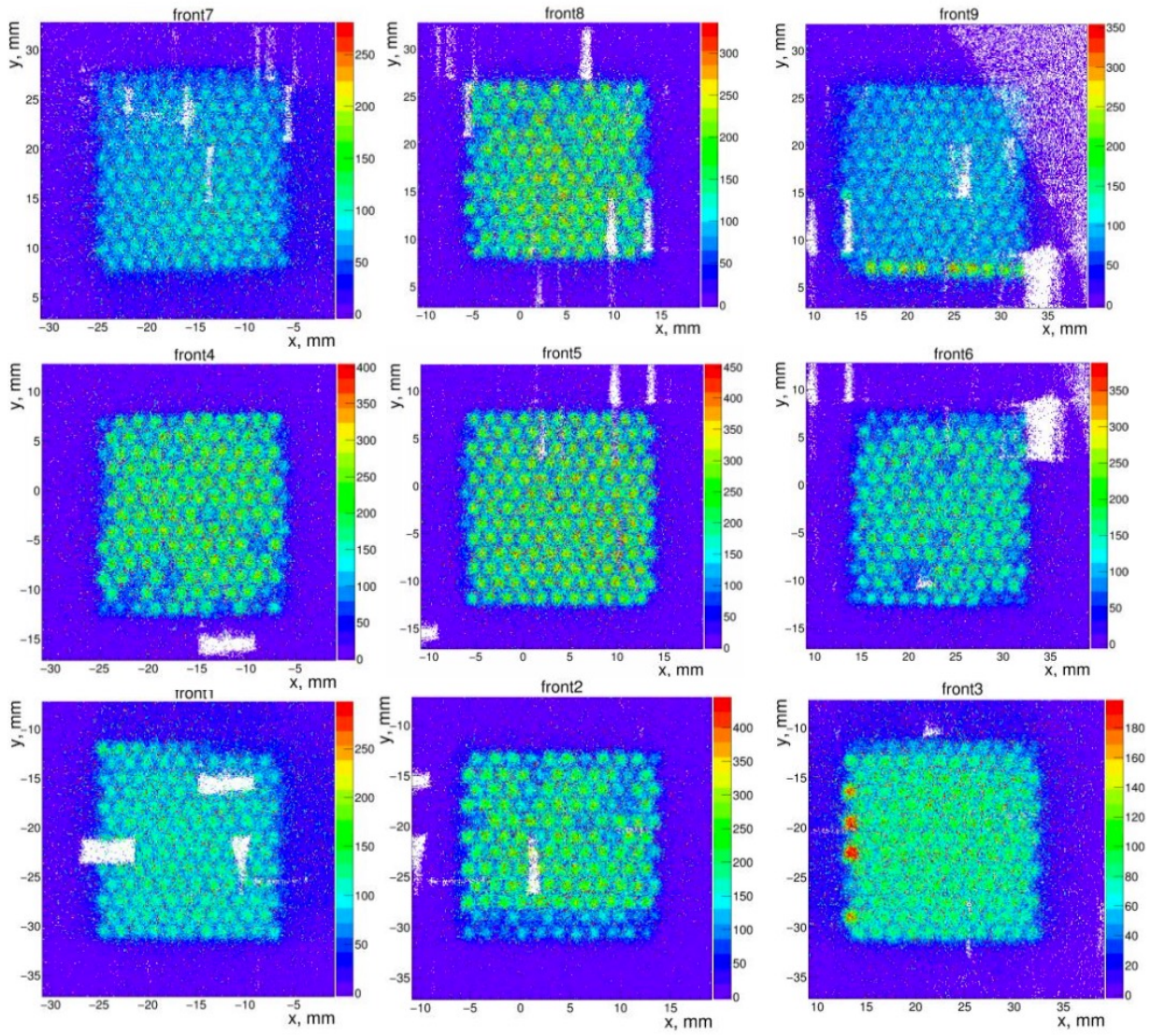


Рисунок 64 — Двумерное распределение зависимости средней амплитуды сигнала с прототипа от поперечных координат (X,Y) проходящей частицы. $\alpha_X = 0°$, $\alpha_Y = 0°$.

измерялись на электронном пучке с энергией частиц 30 ГэВ. Чистота пучков составляла 30 % и 20 % соответственно.

В ходе измерений энергетического разрешения использовались предварительные данные калибровки на мюонах, однако необходима более точная калибровка, в том числе и по причине наличия в пучке адронной компоненты. Уточненная калибровка сводится к минимизации отклонения восстановленной энергии к реальной энергии пучка (формула 12)

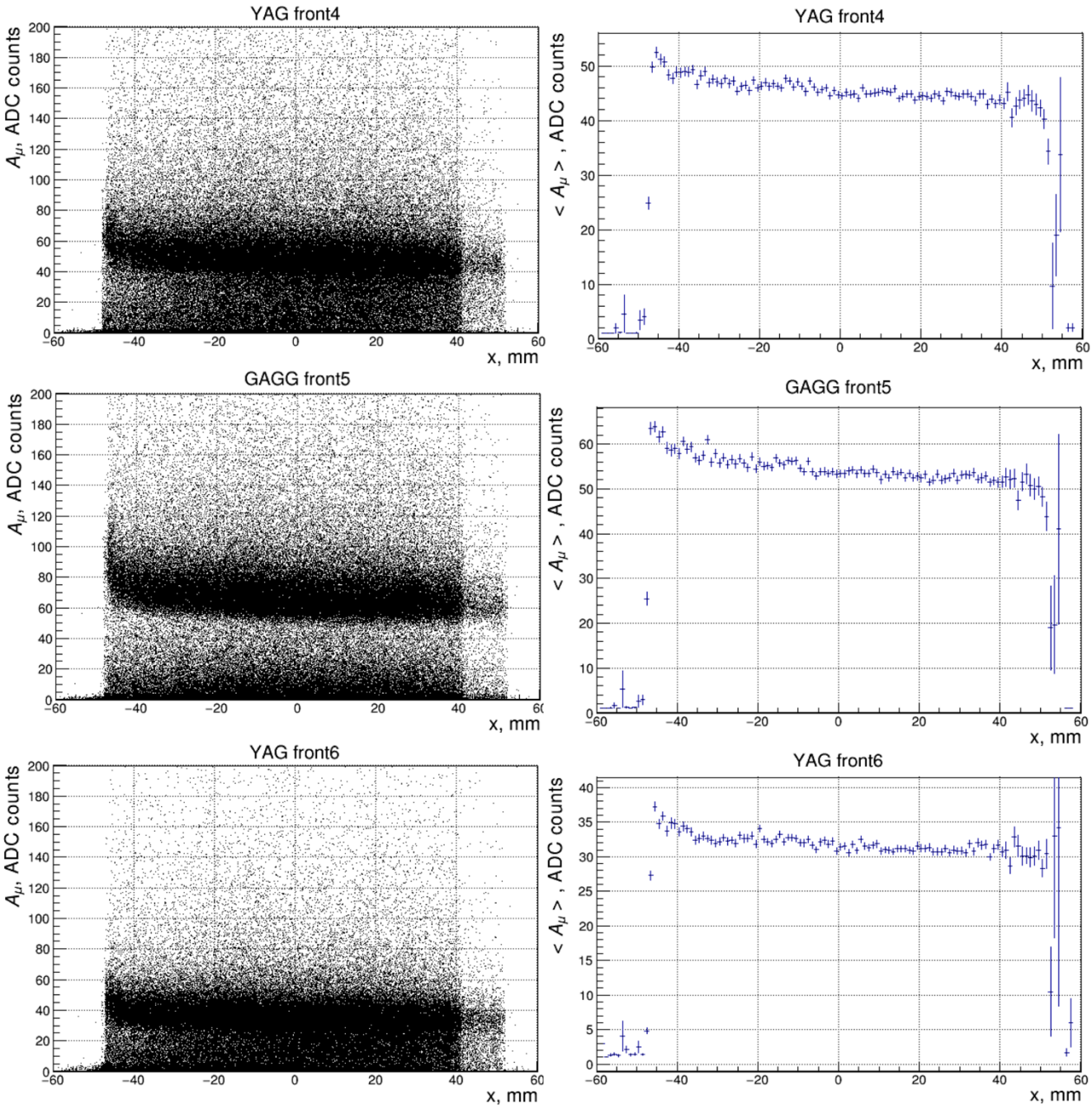


Рисунок 65 — Отклик центральных ячеек модуля в зависимости от продольной координаты частицы.

$$\sum_{iev=1}^{Nev}\left(\sum_{i=1}^{Nch} c_i \times a_i^{iev} \smile E_{beam}\right) = min \tag{12}$$

где, c_i — калибровочный коэффициент, a_i^{iev} – амплитуда сигнала события, E_beam – реальная энергия частицы пучка.

Угол вхождения частиц в объем модуля прототипа составлял $3{\times}3^\circ$ относительно поперечных осей прибора. Энергетические спектры представлены на

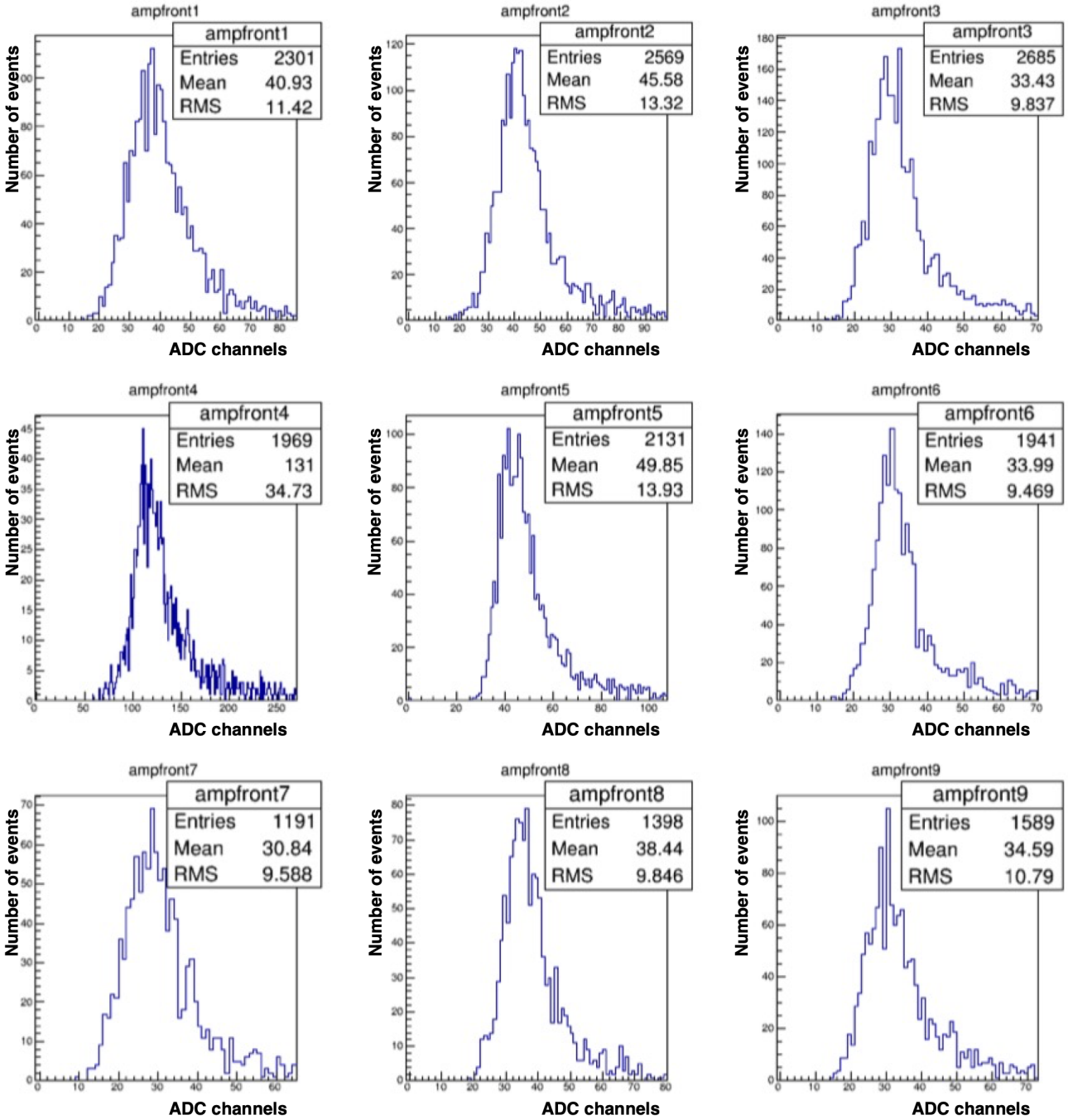


Рисунок 66 — Амплитудные распределения ячеек, полученные на мюонном пучке.

рисунке 67. В ходе проведения измерений возникла необходимость учета в калибровке светообмена между светособирающими конусами.

Энергетическое разрешение для электронов энергией 20 ГэВ составило 4,4%, в то время как результаты моделирования в инструментарии GEANT4 демонстрировали ожидаемое разрешение 3,8%. Таким образом, реальные результаты близки к результатами моделирования.

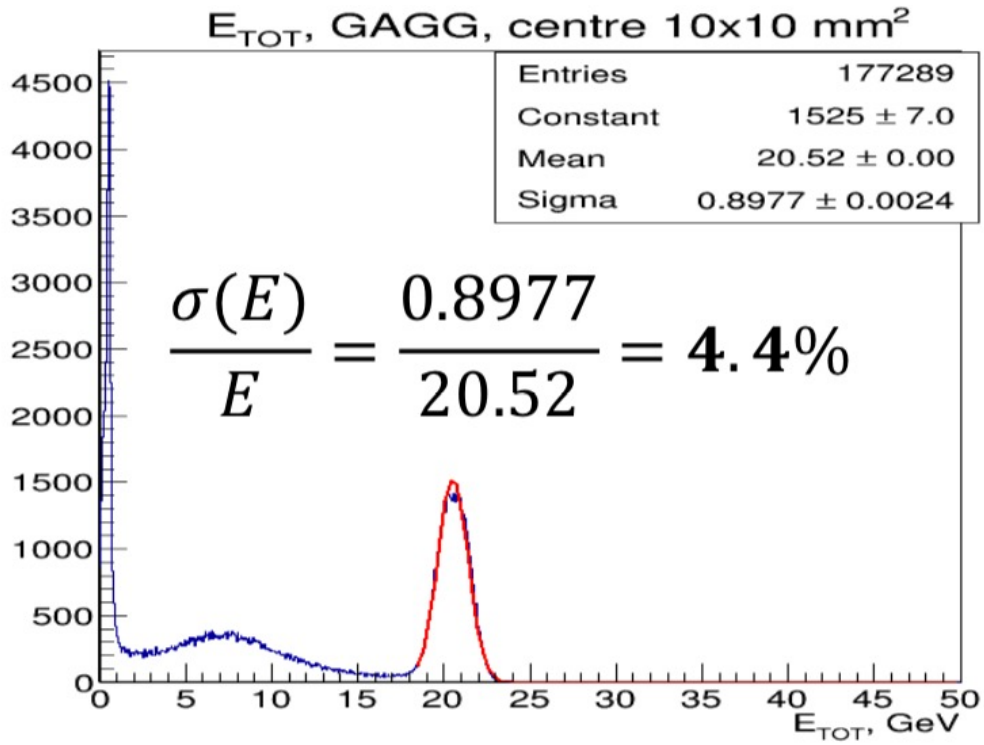


Рисунок 67 — Энергетический спектр центральной ячейки прототипа от пучка электронов с энергией 20 ГэВ $\alpha_X = 3°$, $\alpha_Y = 0°$.

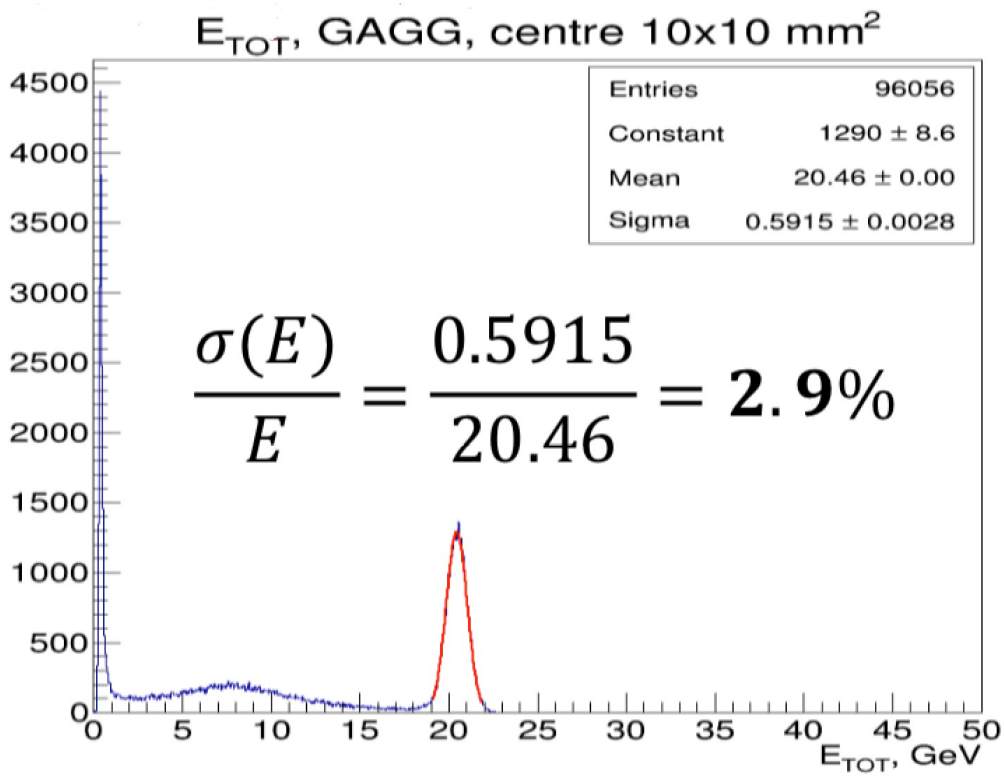


Рисунок 68 — Энергетический спектр центральной ячейки прототипа от пучка электронов с энергией 20 ГэВ $\alpha = 3°$, $\alpha_Y = 3°$.

Значение световыхода сцинтилляционных волокон с использованием системы светодиодов определяется соотношением 13:

$$N_{ph.e} = \frac{A_{LED} - A_{Ped}}{\sigma^2_{LED} - \sigma^2_{Ped}} \times \ A_{sig} \times \frac{1}{E} \tag{13}$$

где, $N_{ph.e}$ — число фотоэлектронов, A_{LED} — амплитуда сигнала от светодиода, A_{Ped} — амплитуда пъедестала, σ^2_{LED} и σ^2_{Ped} — соответствующие стандартные отклонения, A_{sig} — амплитуда отклика на сигнальное событие, E — энергия налетающей частицы. Результаты измерений представлены в таблице 5.

Таблица 5 — Результаты исследования световыхода сцинтилляторов.

Сцинтиллятор	Световыход, фотоэлектр./МэВ
GAGG:Ce	9.71 ± 0.22
YAG:Ce	6.76 ± 0.16
SCSF-78	1.15 ± 0.14

Энергетические измерения прототипа для углов первичных частиц $\alpha_X = 3^\circ$, $\alpha_Y = 3^{0\circ}$ и энергией 20 ГэВ демонстрируют лучшие показатели энергетического разрешения – 2,9%, чем результаты, полученные в ходе моделирования для данной энергии – $3{,}0 \pm 0{,}2\%$ (рисунок 68) [115].

3.3.4 Измерения временных характеристик прототипа

Измерения временных характеристик прототипа проводились с использованием микроканальных пластин в качестве временного референса, значение референса определялось как полусумма времени срабатывания пластин (рисунок 69).

На данном этапе исследования определялось временное разрешение прототипа модуля SPACAL калориметра. Электронный пучок с энергией 20 ГэВ входил в модуль с условной фронтальной стороны. Схема эксперимента представлена на рисунке 70.

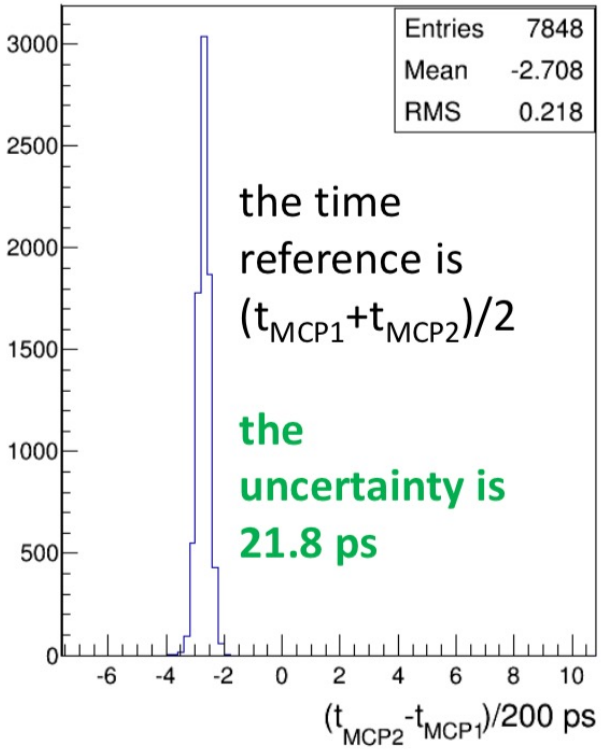


Рисунок 69 — спектр разницы прихода сигналов с двух времязадающих счетчиком MCP1 и MCP2.

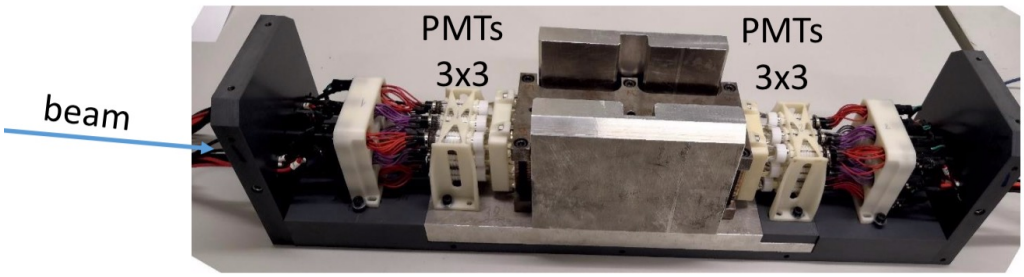


Рисунок 70 — Схема временных измерений SPACAL модуля.

При помощи дигитайзера CAEN DT5742 были записаны формы сигналов от электронов пучка, временные метки ставились на основе метода дискриминатора постоянной фракции (CFD), то есть при достижении амплитуды определенного значения от максимума. Временное разрешение определятся как разница значений временной метки и временного референса.

Результаты временного разрешения модуля SPACAL калориметра для центральной секции (кристаллы GAGG:Ce) представлены в таблице 6 [116].

Параллельно с модулем SPACAL также тестировался модернизированный модуль типа «шашлык» изготовленный в ИФВЭ, г. Протвино с измененным соотношением свинец-сцинтиллятор — с одинаковой толщиной сцинтилляцион-

Таблица 6 — Результаты временных измерений SPACAL модуля.

Энергия частиц, ГэВ	Напряжение на ФЭУ, В	$< t >$, нс	$\sigma(t)$, пс
20	630	27,5	85 ± 3
20	730	26,1	78 ± 2

ных и свинцовых пластин равной 1,5 мм. Энергия пучка электронов составляла 30 ГэВ, качество чистоты пучка — 15%. Дополнительно были набраны данные от аналогичного пучка частиц, но входящего в модуль в реверсном направлении, то есть со стороны фотоэлектронных умножителей рисунок 71.

Рисунок 71 — Схема временных измерений укороченного модуля типа «шашлык».

Результаты прямых и реверсных измерений шашлык-модуля представлены в таблице 7.

Таблица 7 — Результаты временных измерений шашлык-модуля.

Энергия частиц, ГэВ	Направление частиц	$< t >$, нс	$\sigma(t)$, пс
20	Прямое	24,3	66 ± 4
20	Реверсное	34,9	177 ± 5

Подобная разница в значениях временной неопределенности объясняется ее зависимостью от продольных колебаний электромагнитного ливня. В случае, когда два идентичных ливня развиваются во встречных направлениях, время задержки будет определяться по формуле 14 со знаком минус для прямого направления ливня и со знаком плюс для реверсного направления.

$$t_{delay} = \frac{Z}{c} \times (n \pm 1) \tag{14}$$

где, n – показатель преломления, Z – продольная координата.

Показатель преломления спектросмещающих волокон в «шашлык» модуле n = 1,59.

Временное разрешение SPACAL модуля незначительно отличается от разрешения «шашлык» модуля, однако, в случае, если утверждение о зависимости временного разрешения от продольных флуктуаций ливня верно, представляется возможным улучшение этой характеристики до 40 – 50 пс, за счет внесения изменений в конструкцию модуля. В частности, укорочение фронтальной секции может служить фактором улучшения временного разрешения. Данное исследование послужило мотивацией создания модернизированного прототипа с асимметричным разделением на продольные секции [117].

Глава 4. Модернизированный прототип радиационно-стойкого модуля электромагнитного калориметра

В предыдущей главе описана конструкция и тестовые испытания первого прототипа радиационно-стойкого модуля электромагнитного калориметра для эксперимента LHCb. В результате экспериментального исследования было достигнуто ожидаемое и соответствующее результатам моделирования энергетическое разрешение, однако значения временного разрешения были ниже ожидаемых и требуемых от электромагнитного калориметра детектора LHCb (порядка 30 пс), вследствие чего было принято решение продолжить работу над модернизацией прототипа. Обновленный прототип SPACAL калориметра предложено сделать из цельного абсорбера в отличие от наборных пластин для предыдущего изделия с целью избежания возможных отклонений в параллельности плоскостей. Абсорбер был выполнен из чистого вольфрама плотностью $\rho = 18{,}5$ г/см^3, радиационно-стойкие сцинтиялляционные кристаллы, используемые в прототипе решено использовать идентичные предыдущему прототипу (GAGG:Ce и YAG:Ce), от использования волокон на основе полистерена решено отказаться ввиду изменения продольных размеров изделия — сокращения длины прибора с 20 до 14 см, что приведет к неполному поглощению электромагнитного ливня в области, заполненной пластиковыми волокнами. С целью улучшения временного разрешения конечного прототипа предложено ввести продольную сегментацию по линии ~ 7 радиационных длин. В проведенном исследовании [43] выполнено моделирование, демонстрирующее преимущество использования укороченной фронтальной секции при проведении измерений временного разрешения. Исследование проводилось посредством моделирования временного разрешения в инструментарии GEANT4 и демонстрирует, что точность постановки временных меток при считывании ФЭУ обеих секций модуля зависит от типа сцинтилляционного материала: предпочтительнее сочетание более короткой кинетики сцинтилляций с более высоким световыходом. В то же время, преимущества короткой фронтальной части становятся наиболее заметными при увеличении энергии регистрируемых частиц, поскольку позволяет уменьшить влияние медленных компонентов спада сцинтилляционных вспышек, приводящих к наложению сигналов. Модернизация прототипа также затронула и фото-

приемники — решено использовать ФЭУ Hamamatsu R-7899-20, применяемые в текущем электромагнитном калориметре LHCb.

4.1 Сборка модернизированного прототипа SPACAL

В основу прототипа заложена схема расположения сцинтилляционных файберов, разделенная на девять ячеек: три ячейки заполнены сцинтиллятором GAGG:Ce, и шесть ячеек — кристаллами YAG:Ce (рисунок 72).

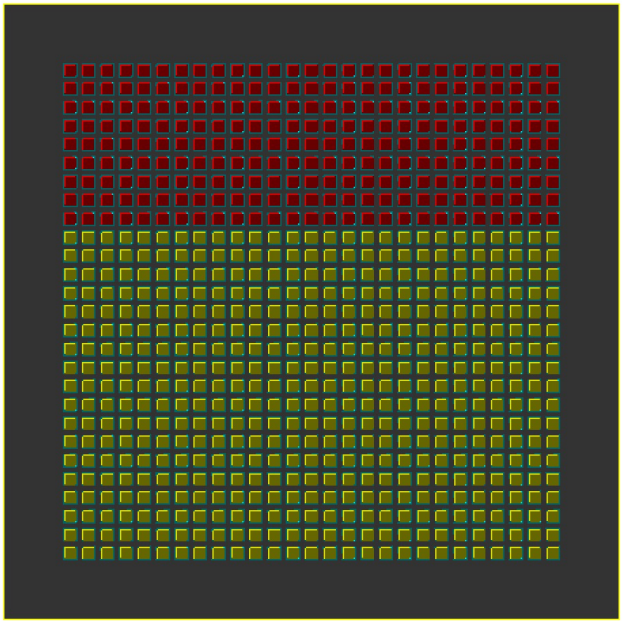


Рисунок 72 — Схема расположения сцинтилляционных волокон в прототипе. Красный — GAGG:Ce, Желтый — YAG:Ce.

В продольном направлении прототип разделен на две секции по 4 и 10 см длиной, что эквивалентно 7 и 18 радиационным длинам соответственно. Система считывания расположена обоих торцов модуля (двусторонняя система сичтывания) и основана системе светопроводящих волокон, стыкующихся со сцинтиллятором волокно к волокну таким образом, что каждому кристаллу соответствует свой световод. В качестве фотоприемника используется фотоумножитель Hamamatsu R7899-20. Подобная система позволяет транспортировать свет на фотоприемник, размеры входного окна которого значительно превышают поперечные размеры ячеек. (рисунок 73).

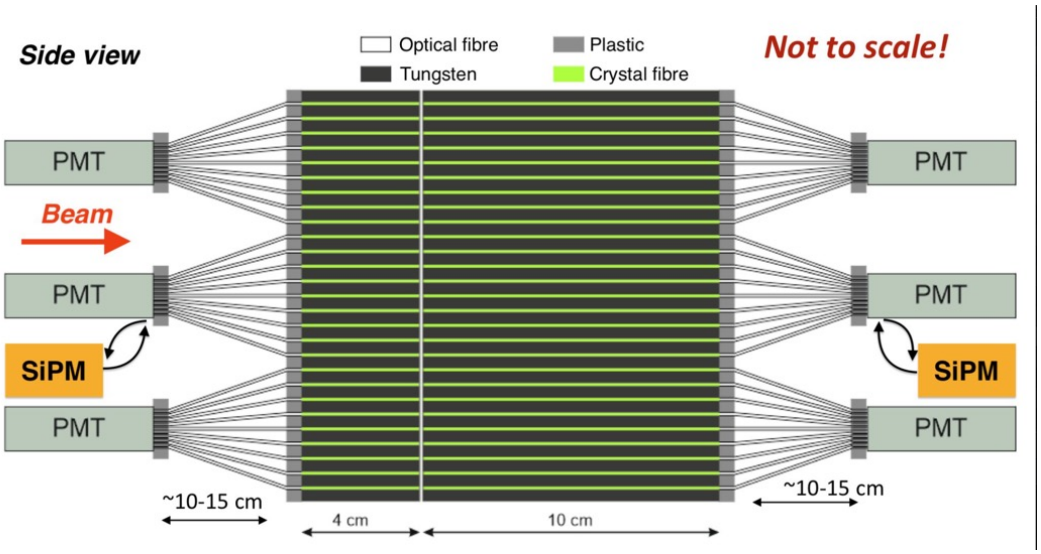


Рисунок 73 — Схема построения системы считывания прототипа.

В исследуемом прототипе использовались прозрачные транспортные волокна длиной 150 мм, общая длина прототипа, включая системы светосбора $\sim$ 700 см.

4.1.1 Монтаж оборудования светосбора

Свет от каждой сцинтилляционного волокна всех 9 ячеек, размером 15×15 мм^2 собирается прозрачным транспортным волокном и направляется на входное окна фотоэлектронного умножителя (22 мм). Крепление волокон обеспечивается напечатанной на 3-D принтере маской из пластика посредством винтового соединения (рисунок 74).

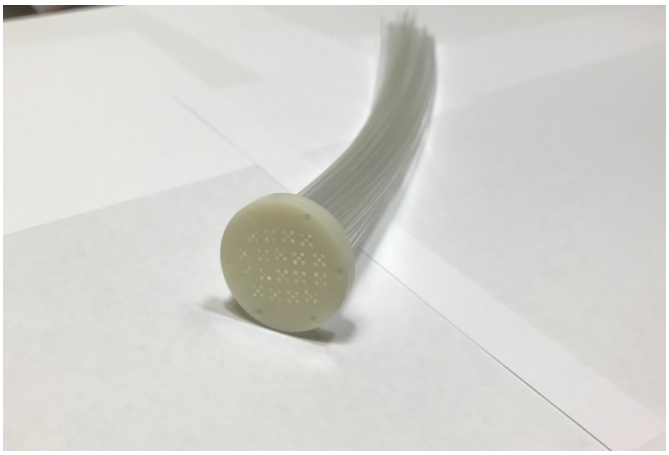


Рисунок 74 — Пучок светособирающих волокон.

Аналогичная система используется с противоположной стороны модуля.

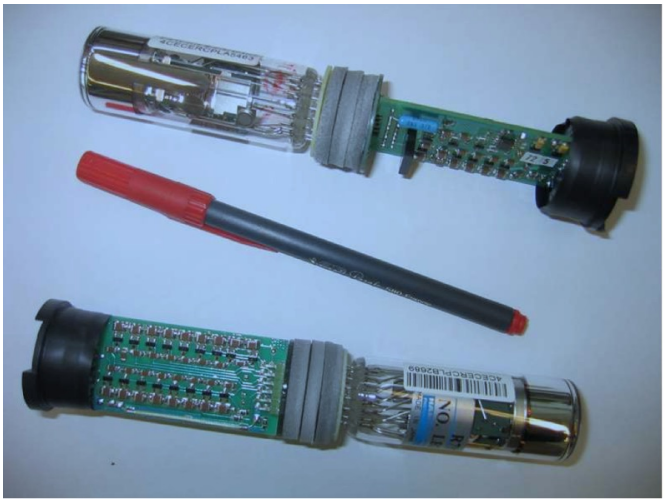


Рисунок 75 — Фотоэлектронный умножитель Hamamatsu R7899-20.

В качестве фотоприемников использовались ФЭУ Hamamatsu R7899-20 с диаметром входного окна 22 мм (рисунок 75) [118]. Основные характеристики прибора представлены в таблице 8.

Таблица 8 — Основные характеристики ФЭУ Hamamatsu R7899-20.[119]

Параметр	Значение
Спектральная чувствительность, нм	300 — 650 (макс. 420)
Мин. эффективная область фотокатода, мм	ø22
Диапазон рабочих температур, °C	-80 — 50
Коэффициент усиления (при 25° C), -	2×10^6
Квантовая эффективность, %	27
Темновой ток, нА	2—15
Рабочее напряжение, В	1250
Время нарастания анодного импульса, нс	1,6
Время отклика, нс	17
Флуктуации времени отклика, нс	0,6

Для крепления к модулю калориметра фотоумножителей, примыкающих сигнальных кабелей и кабелей питания, изготовлена специальная подставка из

поливинилхлорида. Спроектированная в системе автоматизированного проектирования 3-D модель короба для прототипа представлена на рисунке 76.

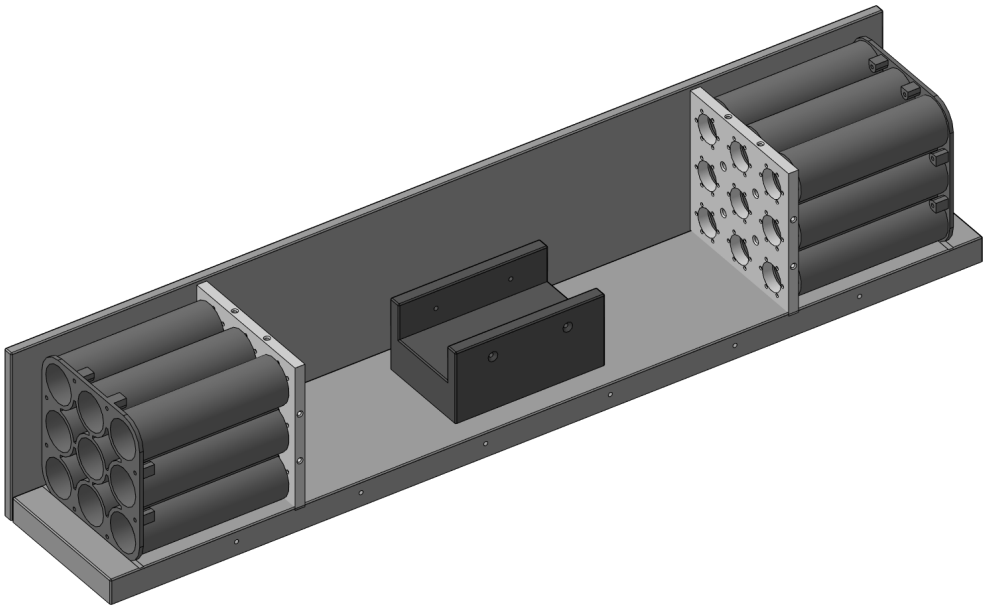


Рисунок 76 — 3-D модель короба для прототипа

Прототип в процессе сборки представлен на рисунке 77

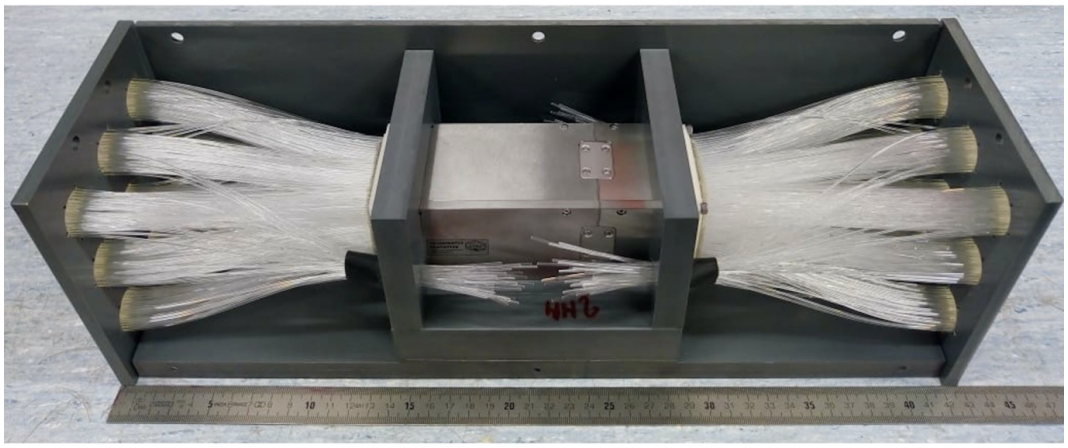


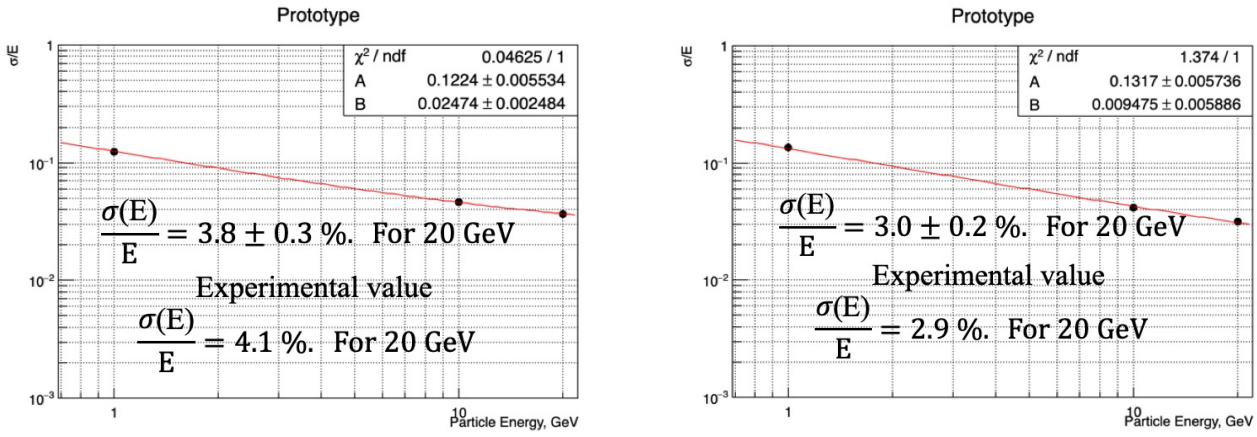
Рисунок 77 — Прототип модуля SPACAL-калориметра без фотоприемников.

4.2 Моделирование энергетического разрешения различных вариантов прототипов

Перед проведением экспериментальных исследований необходимо компьютерное моделирование работы прототипа с целью определения ожидаемых характеристик испытываемого прибора. При моделировании калориметрического

модуля в первую очередь необходимо определить количество выделяемой энергии в активном веществе – сцинтилляторе. Распределение энергии в активной среде позволяет оценить ожидаемое энергетическое разрешение прибора, без учета конвертирования энергии в световые вспышки, транспортирования света и потерь на входе в фотоприемник, т.е. получить идеальный случай. В то же время, инструментарий позволяет использовать встроенные функции для моделирования световых вспышек и транспорта света с целью получения отклика прибора.

Первая версия программы использовалась для моделирования испытаний предыдущего прототипа. Значение энергетического разрешения, определенное в ходе моделирования зависимости энергетического разрешения для электронов с энергией 20 ГэВ составило 3,8±0,3% и 3,0±0,2% в то время как результат эксперимента — 4,1% и 2,9% для углов 3× 0° и 3× 3°, соответственно.

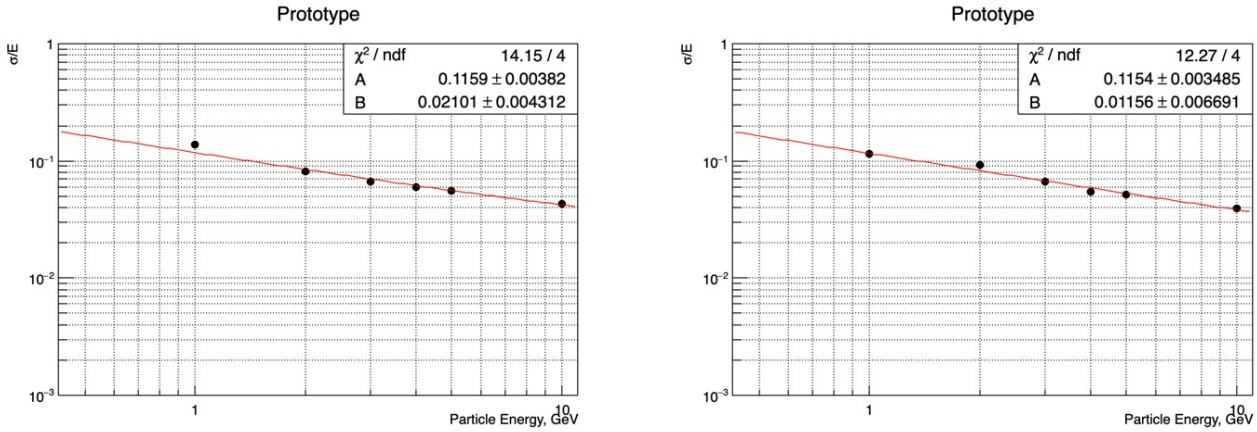


а) б)

Рисунок 78 — Моделирование энергетического разрешения прототипа модуля SPACAL калориметра и сравнение с результатами экспериментальных исследований, угол первичной частицы 3° × 0° (а) и 3° × 3° (б). Верхнее значение соответствует результатам моделирования, нижнее — результатам эксперимента.

Модернизированный прототип модуля SPACAL калориметра имеет продольное разделение на секции, соответствующее 7 и 18 радиационным длинам (4 и 10 см).

Результаты моделирования модернизированного прототипа демонстрируют незначительное улучшение энергетического разрешения в сравнении с предыдущим прототипом (рисунок 79). Данный факт объясняется увеличением



а) б)

Рисунок 79 — Результаты моделирования энергетического разрешения модернизированного прототипа SPACAL калориметра, угол первичной частицы 3° ×3° (а) и 4° × 4° (б). A — Стохастический член, B — Постоянный член энергетического разрешения.

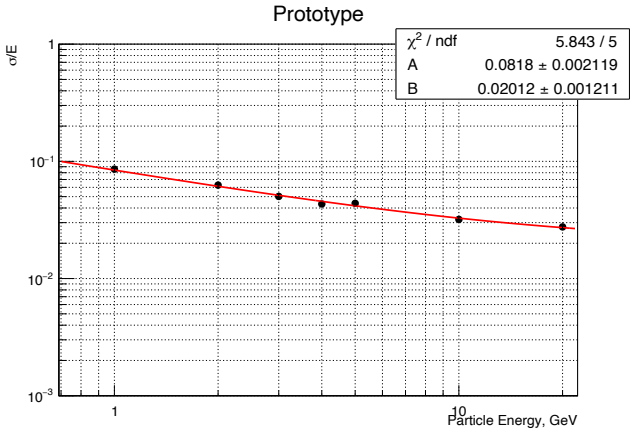
воздушного пространства между сцинтилляционным файбером и стенкой абсорбера, что приводит с расширению электромагнитного ливня и, соответственно, улучшению энергетического разрешения.

Также изучалась возможность замены абсорбера фронтальной части прототипа на менее плотный материал. Одним из потенциальных кандидатов на замену поглотителя является свинец, обладающий плотностью $\rho = 11.5$ г/см^3, вместо используемого вольфрамового абсорбера с плотностью $\rho = 19$ г/см^3. Замена фронтальной части потенциально может позволить свести к минимуму влияние возможного частичного ослабления интенсивности светового потока при транспортировке света от сцинтиллятора к фотоприемнику за счет небольшого уширения электромагнитного ливня. В таком случае ожидается небольшое улучшение значения энергетического разрешения, при этом габаритные размеры модуля на основе комбинированного абсорбера изменятся незначительно – порядка 150 мм вместо 140 мм для модуля на основе чистого вольфрама. Вариация габаритных размеров модуля необходима для достижения полного поглощения электромагнитного ливня в калориметре – продольные размеры ЭМ ливня составляют приблизительно $25X_0$, где X_0 – радиационная длина. В то же время, ввиду возможного использования различных технологий изготовления поглотителя таких как химическое осаждение, спекание, формовка, возможна вариация таких параметров как толщина стенки, воздушный зазор

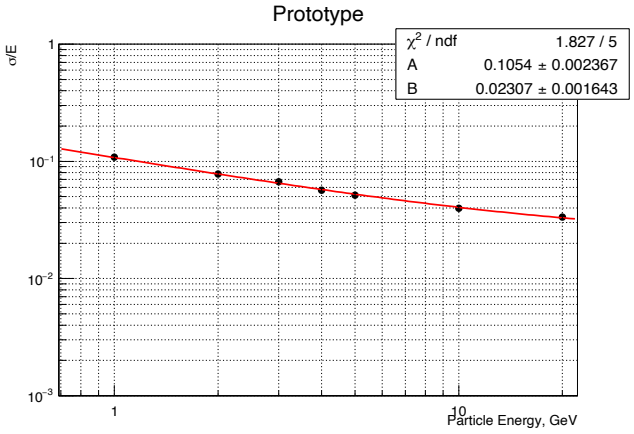
Таблица 9 — Основные параметры прототипа с различными абсорберами в фронтальной секции.

	$\rho = 18$ g/cm^3 1.7 питч 100 мкм воздуха	$\rho = 18$ g/cm^3 1.68 питч 50 мкм воздуха	$\rho = 18.5$ g/cm^3 1.68 питч 100 мкм воздуха	$\rho = 19$ g/cm^3 1.68 питч 100 мкм воздуха	$\rho = 11.34$ g/cm^3 1.7 питч 100 мкм воздуха	$\rho = 11.34$ g/cm^3 1.68 питч 50 мкм воздуха
ρ_{total}, g/cm^3	13,56	14,52	13,9	14,23	9,11	9,71
X_0, cm	0,54	0,51	0,53	0,52	0,75	0,7
R_m, cm	0,99	0,91	0,97	0,95	1,56	1,46
$7X_0, cm$	3,8	3,54	3,71	3,62	5,25	4,9
$25X_0, cm$	13,59	12,66	13,25	12,92	18,74	17,5

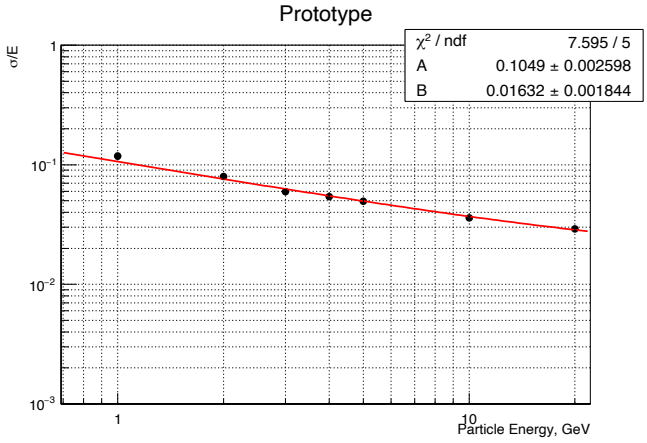
между сцинтилляционным кристаллом и стенкой, а также плотности абсорбера. По этой причине были промоделированы несколько вариантов возможной конструкции и материала фронтальной секции прототипа, с целью определения основных параметров и энергетического разрешения. Характеристики прототипов представлены в таблице 9, а на рисунке 80 представлены результаты моделирования зависимости энергетического разрешения от энергии для трех вариантов фронтальной секции: свинец (а), вольфрам (б) и вольфрам с повышенной пористостью (в), где A— стохастический член энергетического разрешения, B — постоянный. Результаты моделирования демонстрируют улучшение стохастического члена энергетического разрешения при замене поглотителя во фронтальной секции на менее плотный — стохастический член энергетического разрешения в случае свинцовой фронтальной секции составил 8,2%, в то время как в случае использования вольфрама ($\rho = 18{,}5$ г/см^3) равнялся 10,5%.



а)



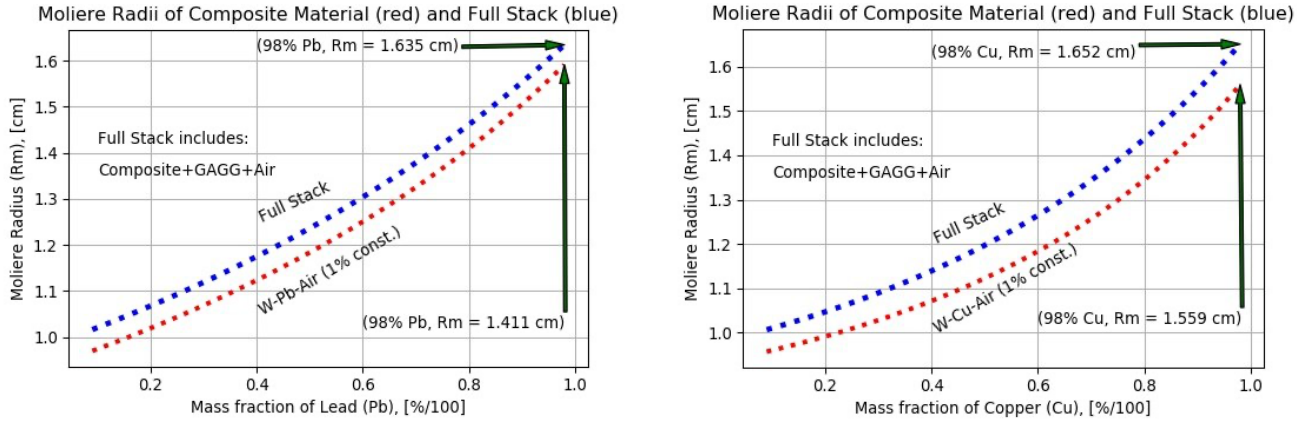
б)



в)

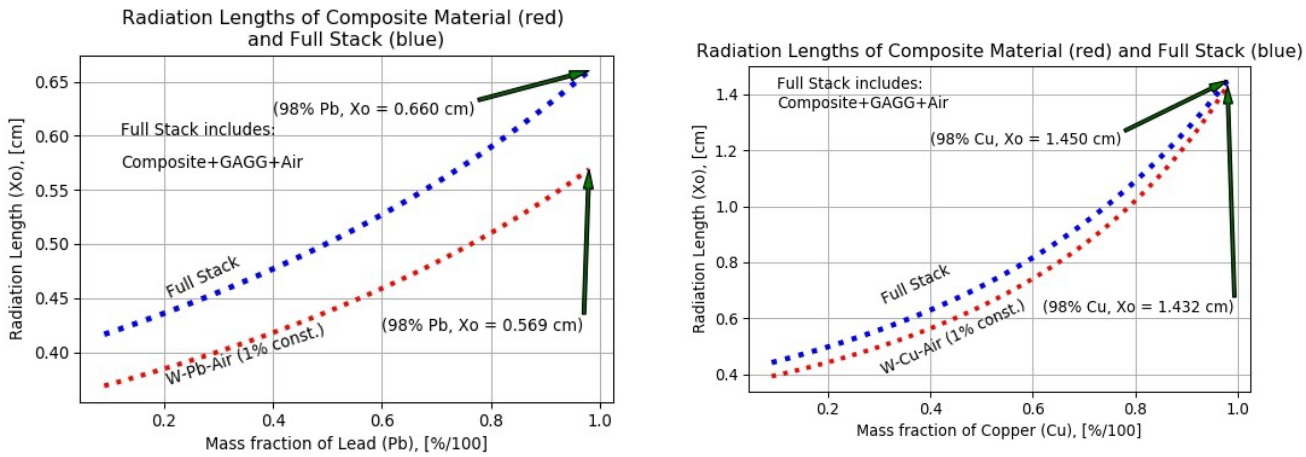
Рисунок 80 — Энергетическое разрешение прототипа для прототипов с различными фронтальными секциями. (а) – свинец, длина – 50 мм, толщина стенки 0.58 мм, (б) – вольфрам плотностью 18.5 г/см^3, длина – 40 мм, толщина стенки 0.58 мм, (в) – вольфрам плотностью 18.0 г/см^3, длина – 40 мм, толщина стенки 0.58 мм. A — стохастический член энергетического разрешения, B — постоянный.

В то же время рассматривается возможность использования поглотителя на основе вольфрам-медного или вольфрам-свинцового сплава. Для данных сплавов были построены зависимости радиационной длины (рисунок 82) и Мольер-радиуса (рисунок 81) от концентрации вольфрама в композите.



а) б)

Рисунок 81 — Зависимость Мольер-радиуса вольфрамового сплава от процента примеси для свинца (а) и меди (б). Синие точки соответствуют значениям сплава, красные — значениям прототипа, заполненного сцинтиллятора GAGG:Ce.



а) б)

Рисунок 82 — Зависимость радиационной длины вольфрамового сплава от процента примеси для свинца (а) и меди (б). Синие точки соответствуют значениям сплава, красные — значениям прототипа, заполненного сцинтиллятора GAGG:Ce.

С целью определения зависимости энергетического разрешения от концентрации вольфрама в сплаве абсорбера, было проведено моделирование прототипа, заполненного сцинтилляционными волокнами GAGG:Ce, с расстоянием между центрами волокон 1.7 см и размером волокон 1 мм, при этом материал абсорбера (обеих секций) варьировался по массовому соотношению вольфрама в сплаве для вольфрам-медного сплава (рисунок 83) и вольфрам-свинцового

сплава (рисунок 84), где A — стохастический член энергетического разрешения, B — постоянный. Результаты моделирования демонстрируют улучшение стохастического члена энергетического разрешения при снижении доли вольфрама в обоих сплавах, в то время как радиационная длина (82), в случае использования вольфрам-медного сплава, приблизительно в два раза больше, чем у сплава с добавлением свинца при одинаковых процентах примеси. Исходя из этого, использование вольфрам-свинцового сплава является более предпочтительным ввиду уменьшения продольных размеров модуля.

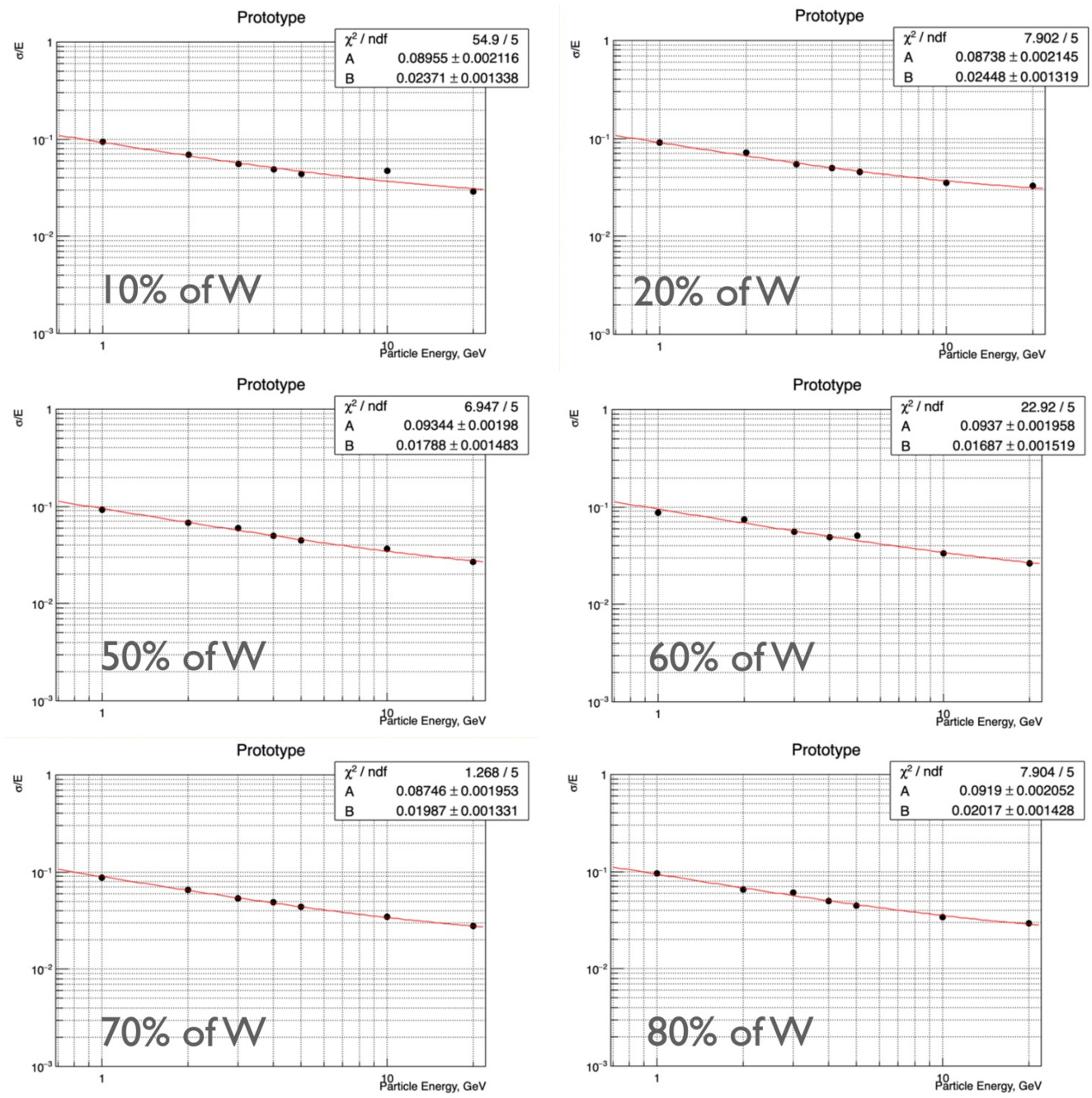


Рисунок 83 — Результаты моделирования энергетического разрешения модернизированного прототипа SPACAL калориметра с абсорбером из вольфрам-медного сплава, угол первичной частицы $3^\circ \times 3^\circ$.
A — стохастический член энергетического разрешения, B — постоянный.

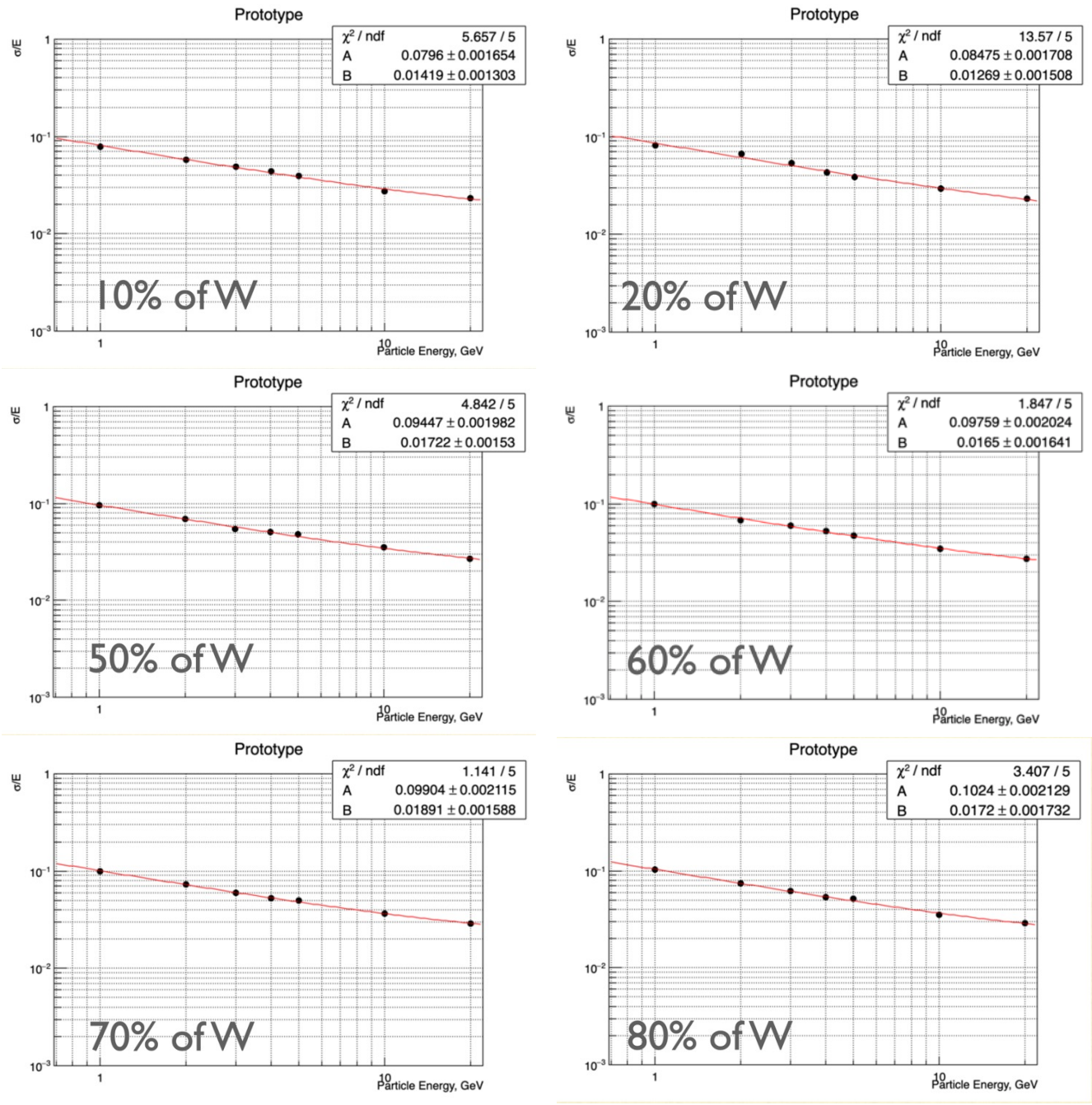


Рисунок 84 — Результаты моделирования энергетического разрешения модернизированного прототипа SPACAL калориметра с абсорбером из вольфрам-свинцового сплава, угол первичной частицы $3^\circ \times 3^\circ$. A — стохастический член энергетического разрешения, B — постоянный.

Таким образом результаты моделирования прототипов SPACAL калориметров демонстрируют достижимость приемлемых для решения задача эксперимента LHCb значений энергетического разрешения прибора ($\approx$10 $\%/\sqrt{E}$).

Немаловажным фактором в исследовании прототипов калориметра является значение энерговыделения в сцинтилляционных волокнах, поскольку данный фактор влияет как на энергетическое, так и на временное разрешение. В

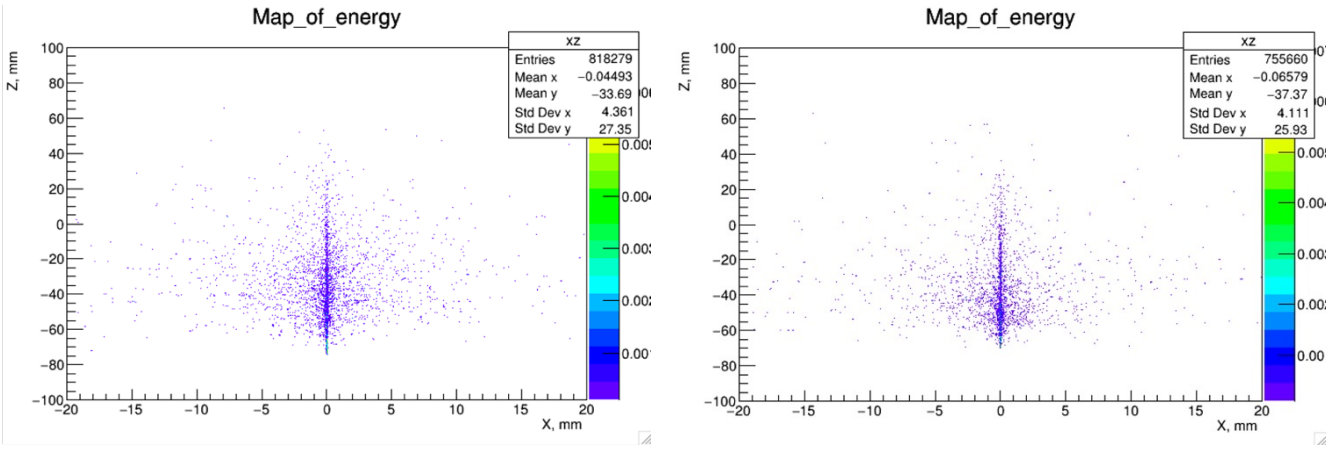
таблице 10 представлены результаты ожидаемого энерговыделения в прототипах с абсорберами на основе различных сплавов и сцинтиллятором GAGG:Ce.

Таблица 10 — Основные параметры прототипа с различными абсорберами

Процент содержания вольфрама	Выделенная энергия в модуле (в % от начальной)	Выделенная энергия в сцинтилляционных волокнах (Cu-W модуль в % от полной)	Выделенная энергия в сцинтилляционных волокнах (Pb-W модуль в % от полной)
10 %	99.4% (±0.4)	2.56 ГэВ (26%)	2.73 ГэВ (27%)
20 %	99.6% (±0.2)	2.51 ГэВ (25%)	2.61 ГэВ (26%)
30 %	99.5% (±0.3)	2.48 ГэВ (25%)	2.51 ГэВ (25%)
40 %	99.5% (±0.2)	2.46 ГэВ (25%)	2.33 ГэВ (23%)
50 %	99.5% (±0.3)	2.44 ГэВ (24%)	2.25 ГэВ (23%)
60 %	99.5% (±0.2)	2.42 ГэВ (24%)	2.17 ГэВ (22%)
70 %	99.6% (±0.3)	2.42 ГэВ (24%)	2.1 ГэВ (22%)
80 %	99.6% (±0.2)	2.4 ГэВ (24%)	2.04 ГэВ (21%)
90 %	99.6% (±0.2)	2.4 ГэВ (24%)	1.97 ГэВ (20%)

Замена поглотителя на менее плотный материал может привести к уширению электромагнитного ливня до размеров, больших чем размер ячейки (1.5 см), по этой причине необходима оценка размеров ядра ливня, то есть части ливня, несущей большую часть его энергии. На рисунке 85 в качестве иллюстрации представлены примеры электромагнитных ливней, развивающихся в прототипе SPACAL–калориметра для модулей с фронтальными секциями на основе различных материалов – свинца (5 см) и вольфрама (4 см) с энергетическими порогом $\sim$ 50 МэВ. Импульс налетающей частицы направлен снизу вверх, таким образом можно видеть продольное развитие ливня.

Визуальный анализ позволяет наблюдать большее энерговыделение во фронтальной секции при использовании более плотного абсорбера (вольфрам), однако поперечные размеры ливня не поддаются сравнительной оценке, с целью продольной оценки были построены проекции электромагнитных ливней



а) б)

Рисунок 85 — Электромагнитные ливни, инициированные гамма-квантом (E = 20 ГэВ) в прототипе свинец-вольфрам (а) и вольфрам (б). Импульс налетающей частицы направлен снизу вверх.

на ось абсцисс (рисунок 86), учитывая симметричность модуля, проекция на ось ординат не представляет необходимости. Проекции на соответствующую ось производились в значениях радиационных длин для корректности сравнения параметров ливня.

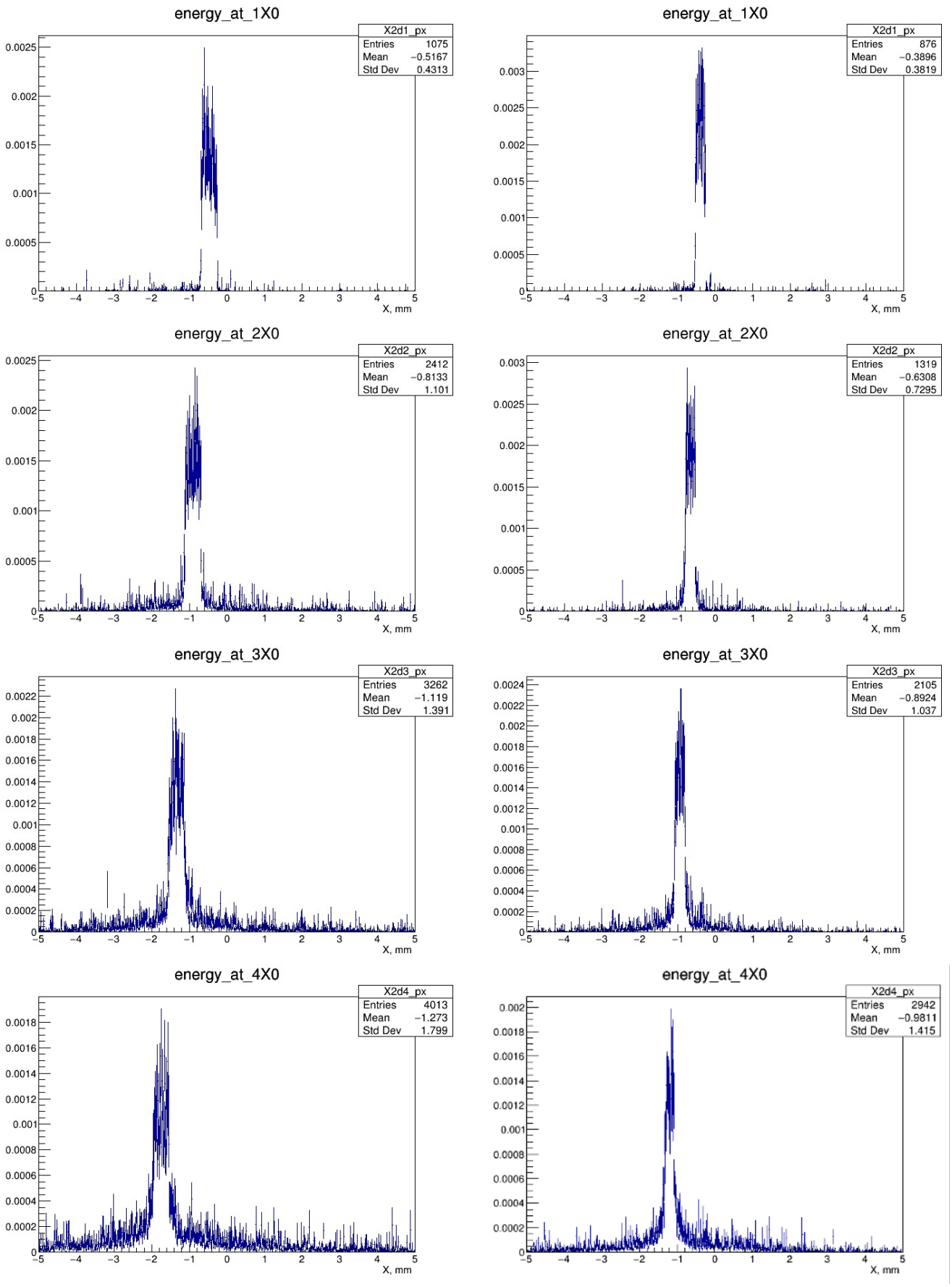
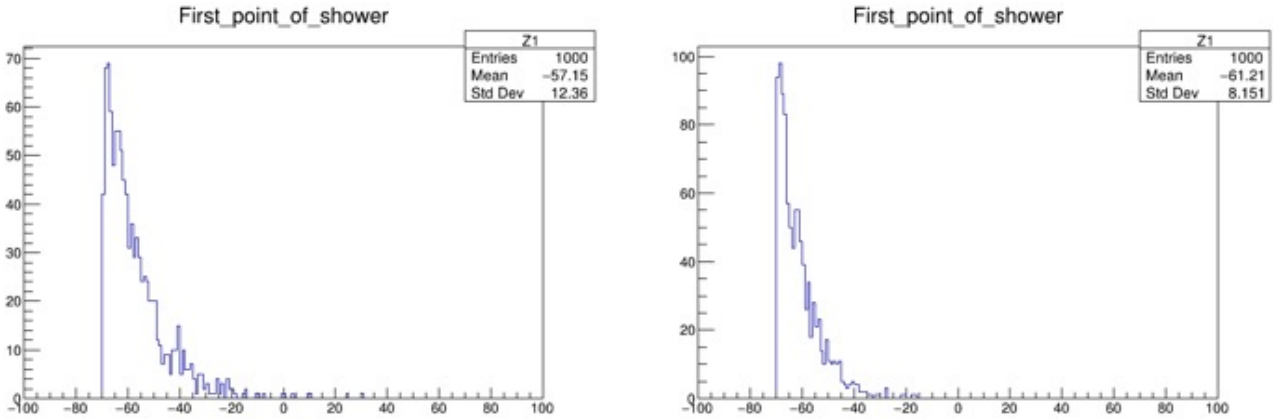


Рисунок 86 — Поперечные размеры электромагнитных ливней, инициированные гамма-квантом (E = 4 ГэВ) в прототипе на основе свинца (слева) и вольфрама (справа).

Сравнительный анализ проекций ядра ливней демонстрирует большие поперечные размеры ливня в прототипе с менее плотным абсорбером, однако данные размеры значительно меньше размеров предполагаемой ячейки, что говорит о возможности разделения отдельных ливней при наложении ограничений по энергии.

Отдельным моментом достойным внимания является начальная точка развития ливня относительно оси параллельной первоначальному пучку частиц. При проведении экспериментальных исследований на пучке электронов электромагнитный ливень начинается на первых сантиметрах модуля, в отличие от пучка высокоэнергичных фотонов, где начальная точка ливня может смещаться на несколько радиационных длин вглубь модуля (рисунок 87), что связано с флуктуацией точки первой конверсии гамма-кванта в электрон-позитронную пару.



а) б)

Рисунок 87 — Начальные точки ливней, инициированных гамма-квантом (E = 20 ГэВ) в прототипе на основе свинца (а) и вольфрама (б).

При высоких энергиях доминирующими механизмами потерь энергии электронами и гамма-квантами являются тормозное излучение и образование электрон-позитронных пар соответственно. Полная вероятность образования на 1 см пути фотона с энергией в диапазоне от 0 до E определяется следующим выражением:

$$\int_0^E W_e(E,E')dE' = \frac{lnE}{X_0},$$

при этом полная вероятность образования гамма-квантом с энергией E' электрона энергии E на том же 1 см пути определяется отношением:

$$\int_0^E W_p(E^{'},E)dE^{'} = \frac{7}{9}\frac{1}{X_0},$$

где W_e — вероятность радиационного торможения электрона, W_e — вероятность образования электрона с энергией E, E — энергия электрона, $E^{'}$ — энергия фотона, X_0 — радиационная длина в единицах плотности (г/см^3) [120].

Таким образом, в среднем гамма-квант проходит в веществе на 1.3 радиационной длины больше, чем электрон. В таком случае, электромагнитный ливень, инициированный электроном, начинается в первых сантиметрах модуля по причине испускания высокоэнергичных тормозных гамма-квантов с самого начала и на всем протяжении пути своего движения в плотном веществе, что способствует максимальному энерговыделению отдельного ЭМ ливня во фронтальном сегменте прототипа. В случае же электромагнитного ливня, от высокоэнергичного гамма-кванта, положение начальной точки ливня изменяется от события к событию в зависимости от координаты точки входа первичной частицы в прототип — в случае попадания в плотный абсорбер ($X_0 \sim 0.4$ см) ливень образуется в первом сантиметре модуля, а в случае прохода через менее плотный сцинтиллятор ($X_0 \sim 1.6$ см) фотон может проходить большее расстояние ($\sim$ 3 - 4 см) в прототипе перед рождением e^+e^- пары. В таком случае в том числе необходимо корректировать длину фронтальной секции во избежание событий с инициацией электромагнитного ливня вне первой секции.

4.3 Экспериментальные исследования модернизированного прототипа

В программу измерений входило исследование энергетического разрешения прибора для различных углов вхождения первичных частиц, а также сравнение временных характеристик для прямого (пучок в часть длиной 4 см) и обратного (пучок в часть длиной 10 см) направления пучка (рисунок 88)

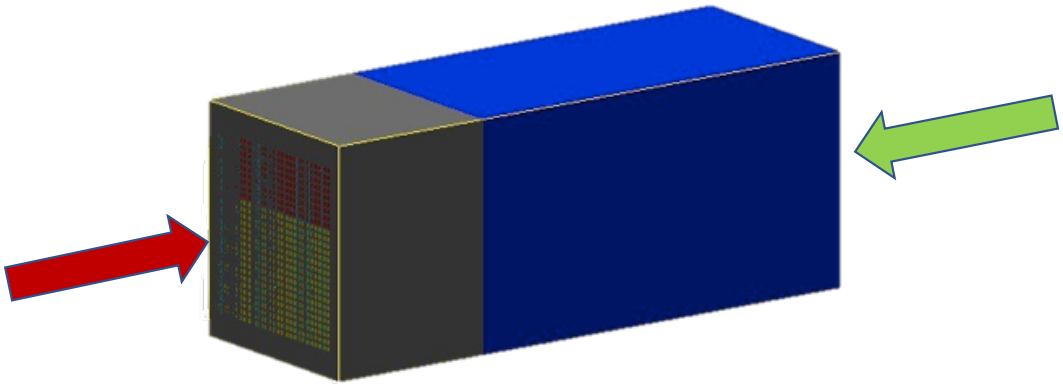


Рисунок 88 — Прямое (красный) и обратное (зеленый) направление пучка.

4.3.1 Экспериментальная установка

С целью экспериментального исследования характеристик прототипа проведены серии измерений модуля на тестовом канале T24 в DESY (г. Гамбург), работающим с выведенным электронным пучком 1-5 ГэВ синхротрона (DESYII) в DESY. В планы измерений входило исследование энергетического разрешения прибора для различных углов и энергий первичных частиц, а также проведение временных измерений прототипа. Измерения проводились с использованием аналогичного экспериментальный стенд, описанного в параграфе 3.3.1. Фотография экспериментальной установки на канале представлена на рисунке 89.

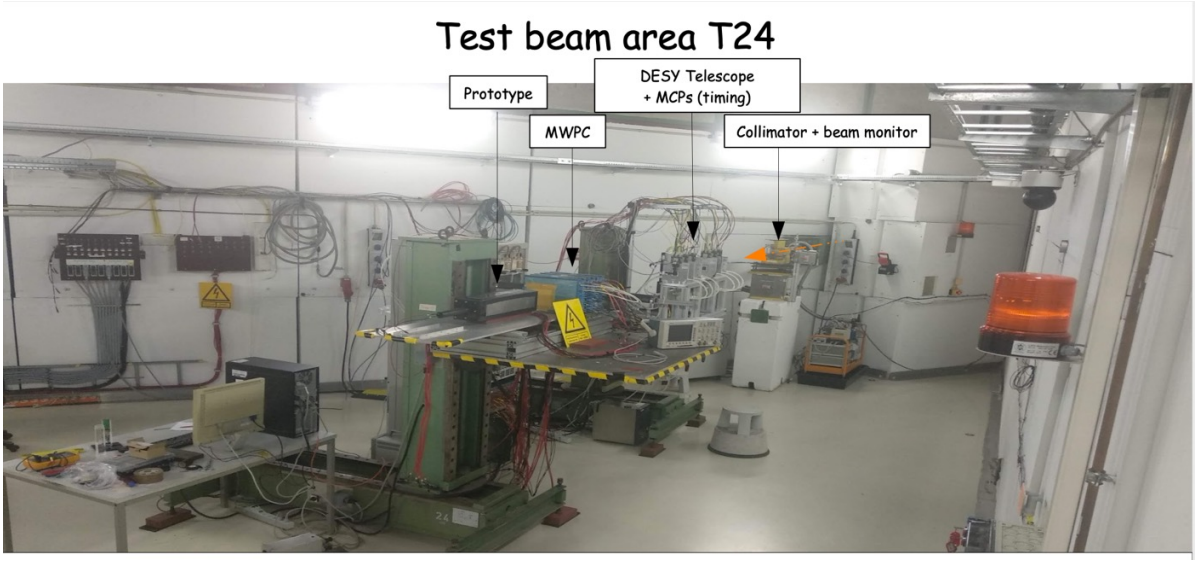


Рисунок 89 — Экспериментальная установка.

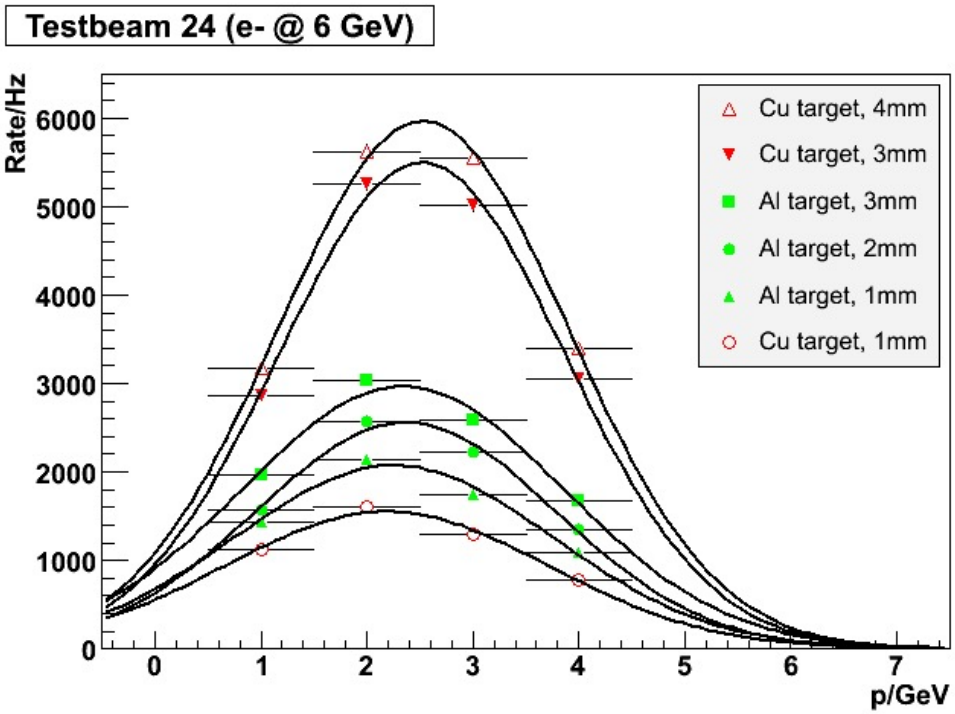


Рисунок 90 — Интенсивность пучка в зависимости от импульса частиц

Измерения энергетического разрешения проводились для диапазона энергий 1 – 5 ГэВ. В измерениях световыхода сцинтиллятора дополнительно использовалась система светодиодов LED.

4.3.2 Измерения энергетического разрешения

Максимальная энергия электронного пучка на ускорителе DESY II составляет 5 ГэВ. На рисунке 90 представлена интенсивность пучка в зависимости от импульса частиц [121].

В ходе энергетических измерений SPACAL модуля, необходимо провести калибровку, сводящуюся к минимизации отклонения восстановленной энергии к реальной энергии пучка (уравнение 12).

Результаты энергетических измерений для углов вхождения частиц 0° и 0° представлены на рисунке 91. На данном рисунке представляется возможным наблюдать два визуально разделяемых пика в энергетическом распределении. Происхождение данных событий объясняется углом вхождения частицы в модуль калориметра: в первом случае частица входит в сцинтилляционное волокно

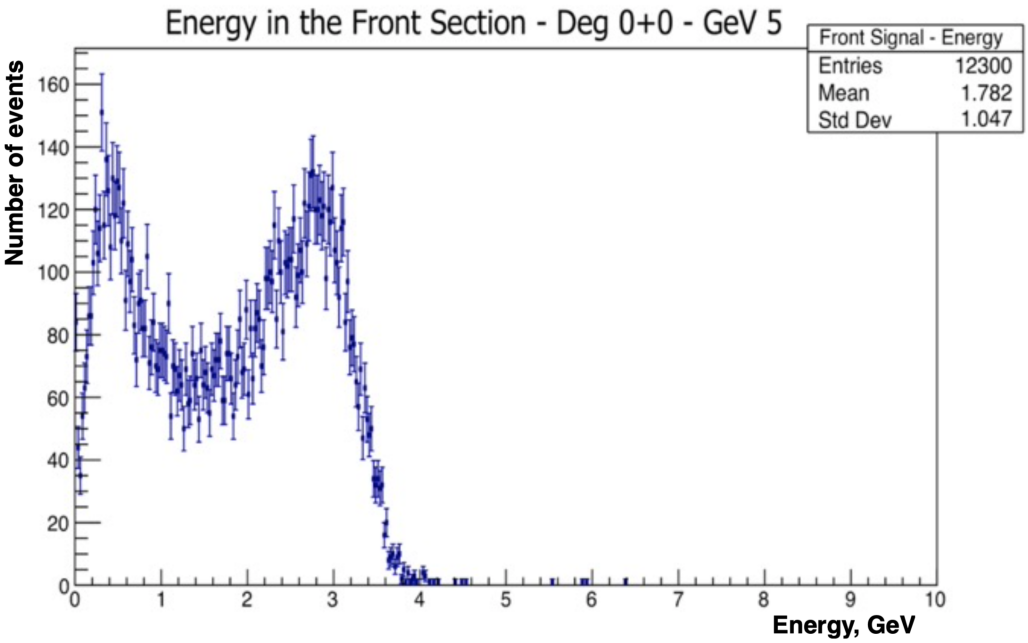


Рисунок 91 — Откалиброванное амплитудное распределение энергии в первой секции прототипа от пучка электронов с энергией 4 ГэВ, $\alpha_X = 0°$, $\alpha_Y = 0°$.

или воздушный зазор под нулевым углом и инициирует электромагнитный ливень после прохождения большей части длины модуля. Таким образом электромагнитный ливень собирается не полностью, и его значительная часть выходит за пределы прибора. Второй случай соответствует попаданию частицы в более плотное вещество – абсорбер, в таком случае ливень инициируется в первых сантиметрах модуля, однако ядро ливня направлено в параллельном направлении с плоскостью листа абсорбера, что приводит к уменьшению энергии в сцинтилляционном волокне, в сравнении с случаем наклоненного пучка.

Зависимость энергетического разрешения от энергии для разных углов падения первичных частиц представлена на рисунке 92

Значение световыхода сцинтилляционных волокон с использованием системы светодиодов. Результаты измерений световыхода сцинтилляционных волокон с использованием си стемы светодиодов представлены в таблице 11.

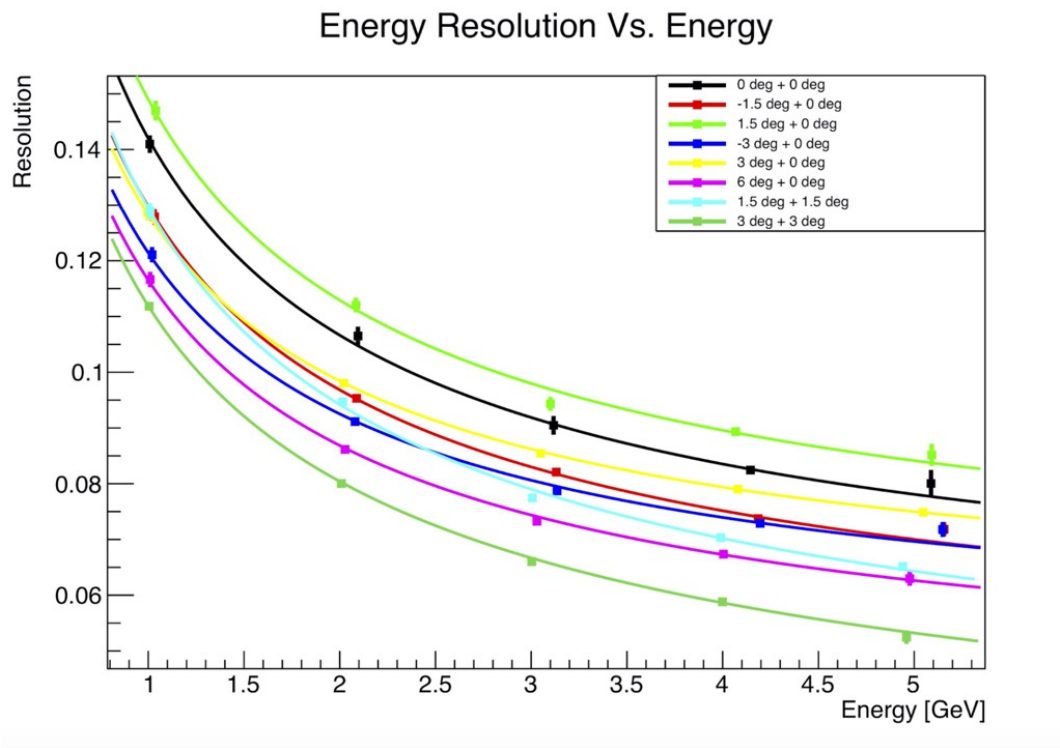


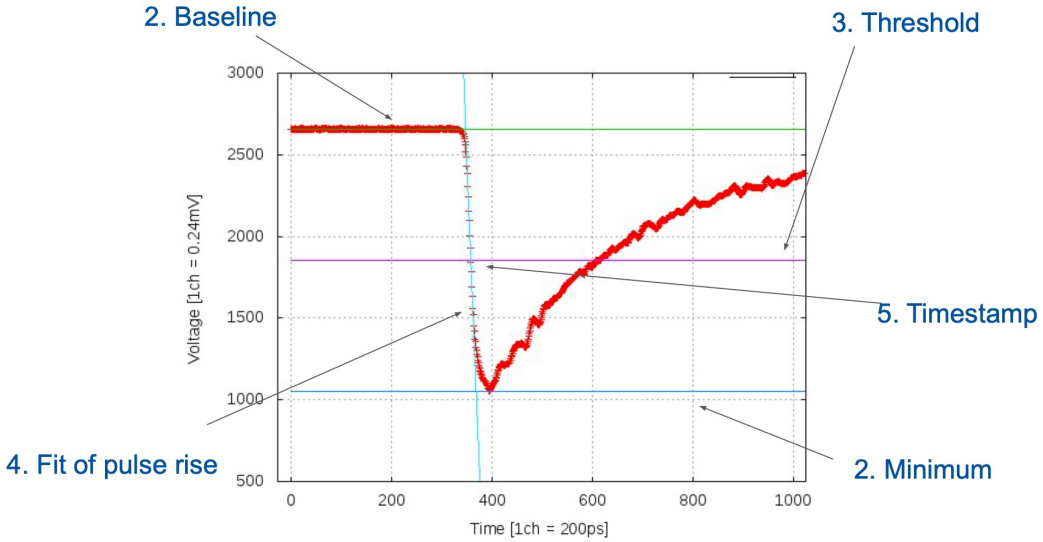
Рисунок 92 — Зависимость энергетического разрешения от энергии для различных углов падения первичных частиц.

Таблица 11 — Результаты оценки световыхода сцинтиялляторов.

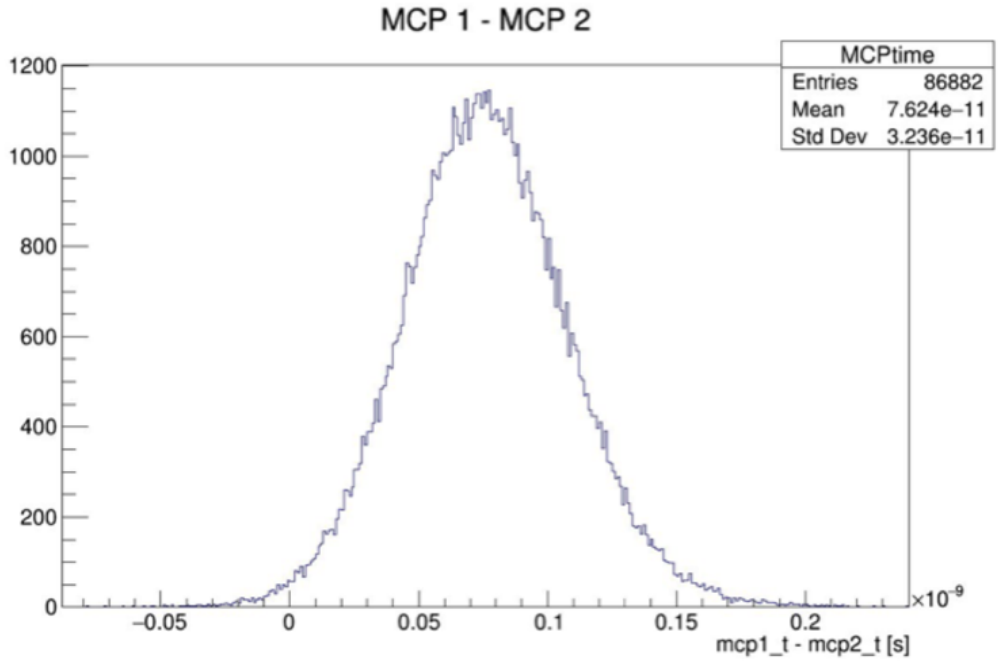
Сцинтиллятор	Световыход, фотоэл./МэВ.
GAGG:Ce (Front)	19.7 ± 0.5
YAG:Ce (Front)	14.2 ± 0.4
GAGG:Ce (Back)	11.7 ± 0.5
YAG:Ce (Back)	9 ± 1

4.3.3 Измерения временного разрешения

Временные измерения прототипа проводились с использованием микроканальных пластин в качестве временного референса, значение референса определялось как полусумма времени срабатывания пластин (рисунок 93).



а)



б)

Рисунок 93 — Сигнал от налетающего электрона (сверху) и временной референс с МКП-пластин.

На рисунке 94 представлены результаты временных измерений модернизированного SPACAL - модуля.

Энергия пучка электронов составляла 1-5 ГэВ. Дополнительно к вышеуказанным измерениям были набраны данные от аналогичного пучка частиц, но входящего в модуль в реверсном направлении, то есть со стороны фотоэлектронных умножителей рисунок 95.

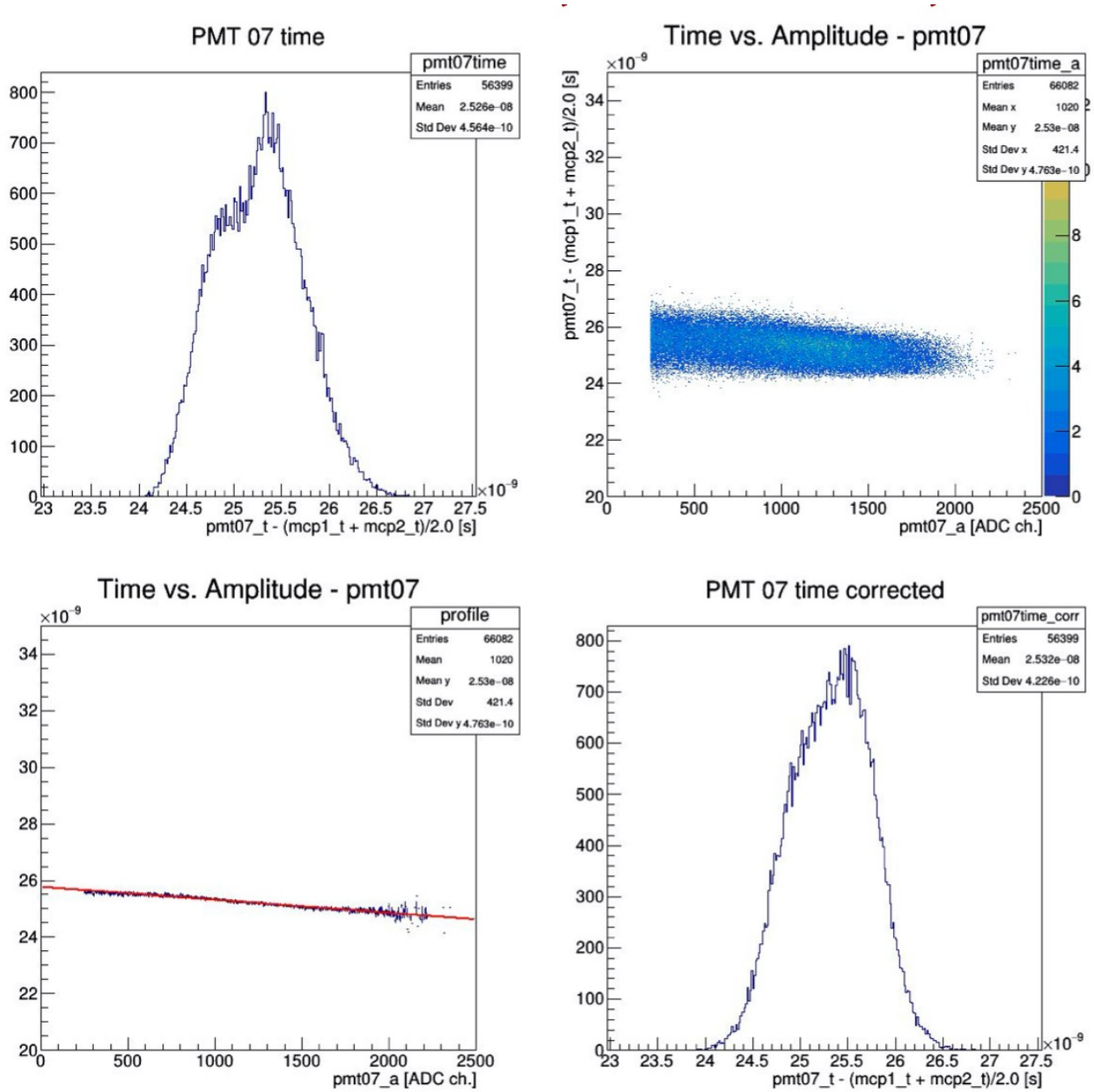


Рисунок 94 — Временные измерения модернизированного SPACAL модуля (ячейка GAGG:Ce, передняя секция).

Временное разрешение модернизированного SPACAL модуля для ячейки с сцинтиллятором GAGG:Ce составило 422 пс для передней секции и 352 пс для тыльной секции (рисунок 95)

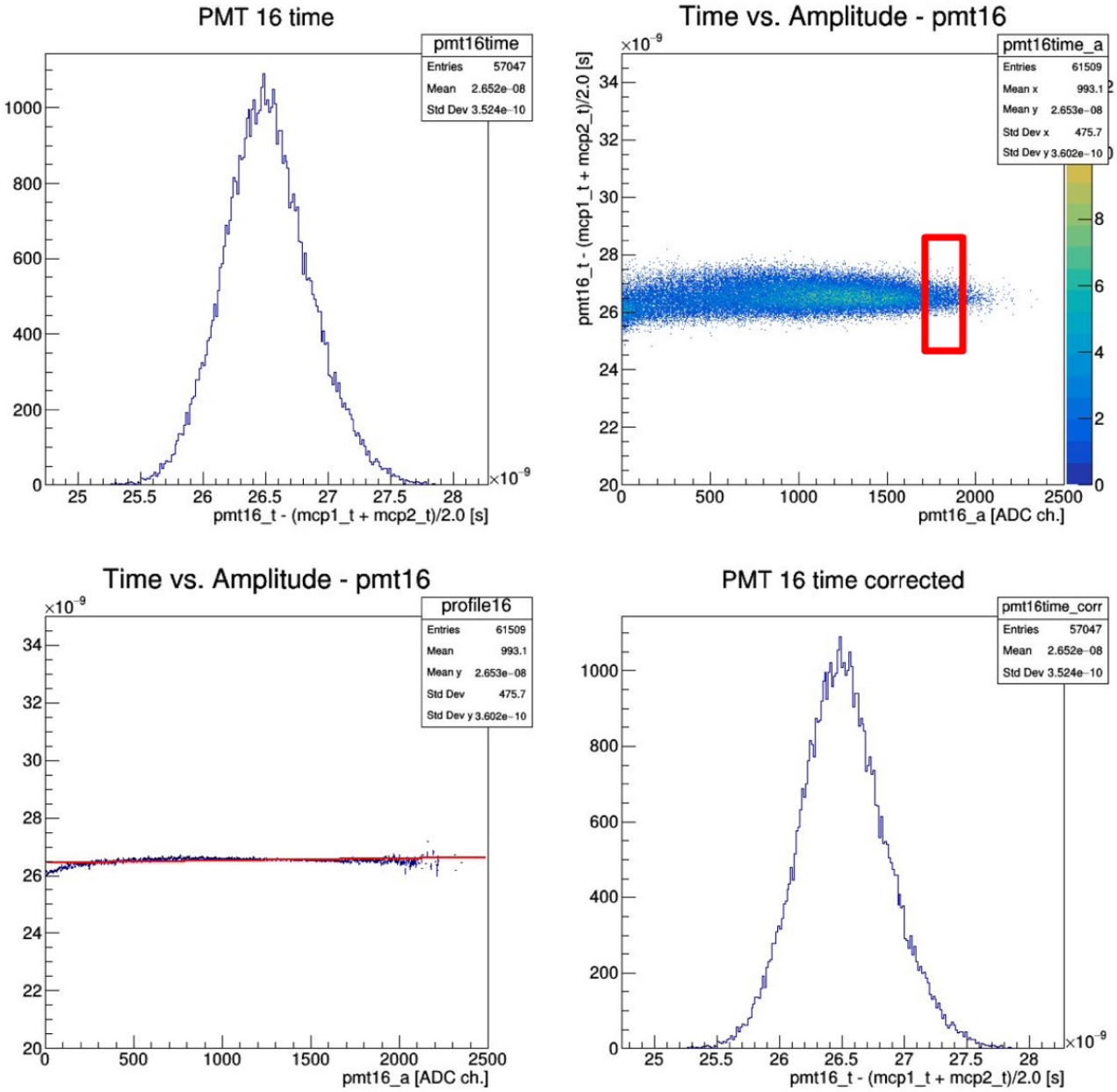


Рисунок 95 — Временные измерения модернизированного SPACAL модуля (ячейка GAGG:Ce, тыльная секция).

Первичный анализ экспериментальных данных демонстрирует временное разрешение заметно хуже ожидаемого. Полученные результаты подтолкнули к дополнительному исследованию, детально описанному в работе [44], в ходе которого было установлено, что причина получения неудовлетворительных результатов заключается в несовершенстве конструкции светосбора, а именно использование индивидуального световодного волокна на каждый сцинтилляционный кристалл. Исследование заключалось в моделировании временного разрешения прототипа в инструментарии GEANT4, результаты моделирования демонстрируют возможность достижения временного разрешения порядка

20-30 пс на энергиях от 1 до 5 ГэВ. В то же время продемонстрировано значительное ухудшение временного разрешения при искусственном уменьшении световыхода кристалла. Это послужило мотивацией к исследованию равномерности отклика фотоумножителя в зависимости от области фотокатода, облучаемой световым излучением. На рисунке 96 представлены измерения чувствительной области светокатода фотоэлектронного умножителя Hamamatsu R7899-20, демонстрирующие ухудшение отклика прибора на периферии окружности фотокатода, что приводит к ухудшению временного разрешения прибора.

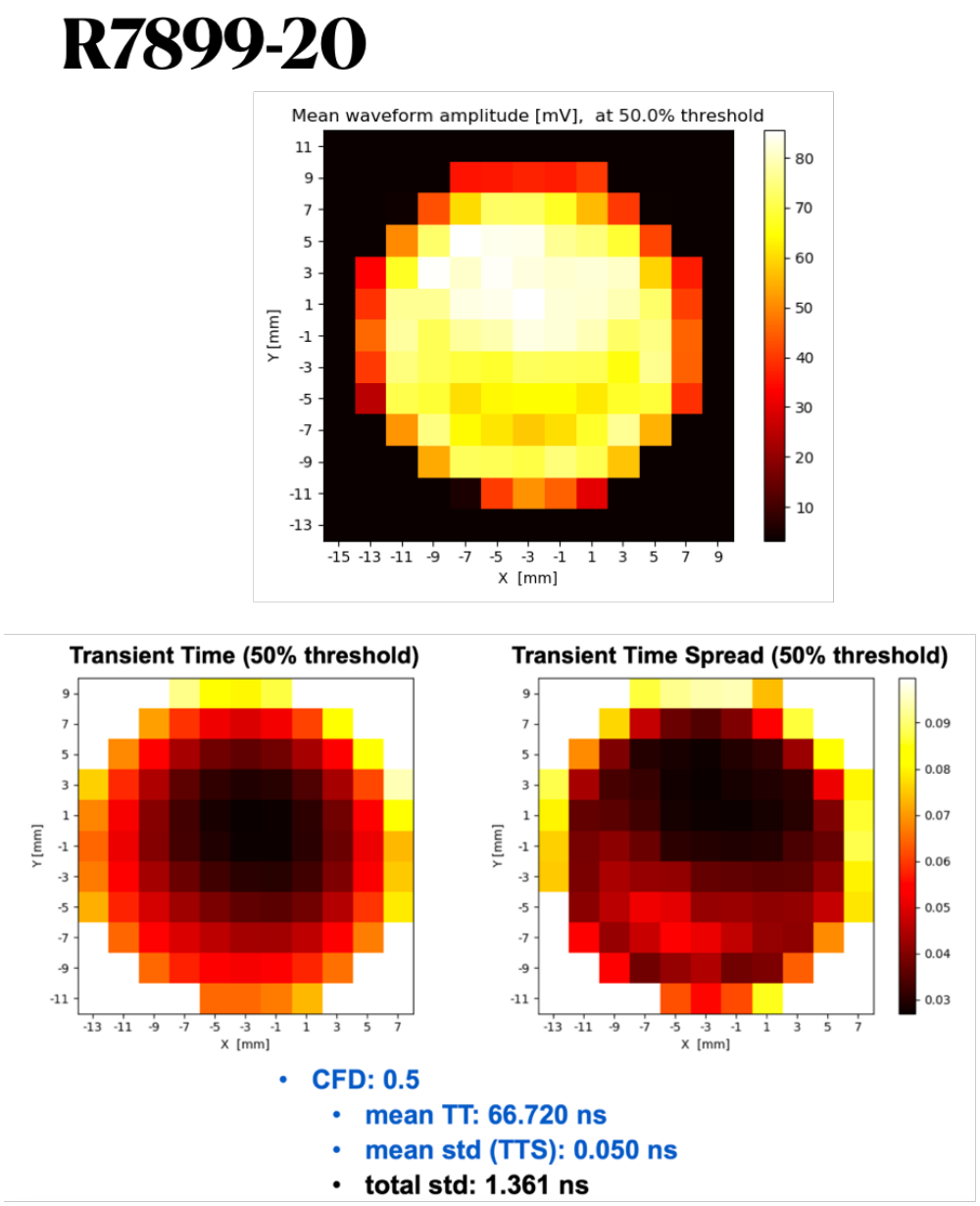


Рисунок 96 — Измерение временных характеристик фотоэлектронного умножителя Hamamatsu R7899-20.

Исходя из неудовлетворительных результатов временного разрешения, возникла необходимость дополнительного исследования прототипа с измененной системой считывания сцинтилляционного света. Обновленная система считывания была представлена в двух опциях, а именно, ФЭУ Hamamatsu R12421, использованные в первом SPACAL прототипе (рисунок 60), основные характеристики которых приведены в таблице 4 в главе 3, и мультианодные ФЭУ Hamamatsu R7600-20, обладающие лучшими временными характеристиками в сравнении со стандартными ФЭУ.

Светосбор с ячеек модуля осуществлялся посредством светособирающих конусов на основе плексигласса. Свет от каждой сцинтилляционного волокна всех 9 ячеек, размером 15x15 мм собирается конусом и направляется во входное окно фотоэлектронного умножителя (13 мм – R12421). В случае ФЭУ R7600U-20 использовался прямой оптический контакт без использования оптической смазки (рисунок 97).

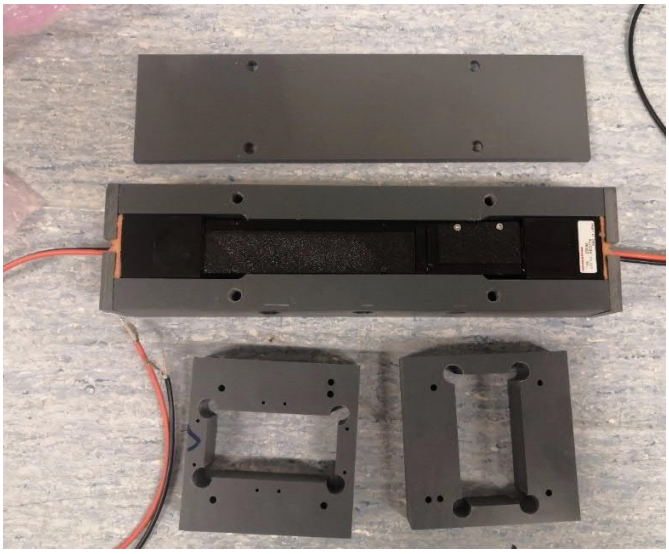
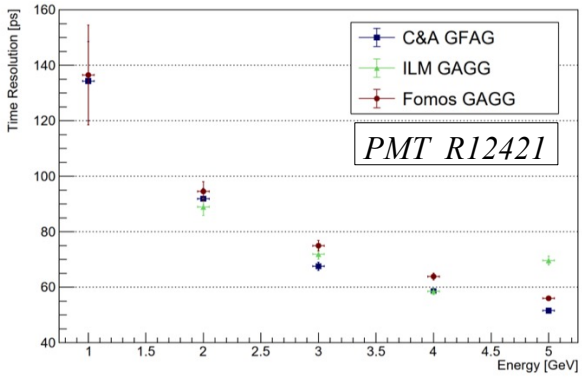


Рисунок 97 — Модуль из одной ячейки с ФЭУ Hamamatsu R7600U-20.

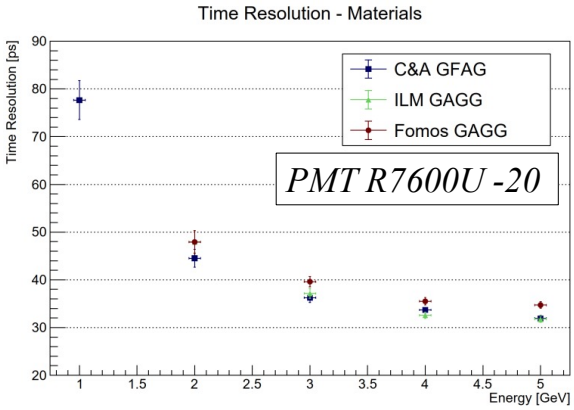
Условия экспериментальных исследований остались неизменными, исследования проводились в DESY, с использованием абсолютно идентичной экспериментальной установки и системы сбора данных (рисунок 62 и 89).

Результаты измерения временного разрешения прототипов с двумя видами фотоприемников представлены на рисунке 98.

В результате проведенного исследования временного разрешения с измененной системой светосбора было получено временное разрешение для модернизированного модуля SPACAL калориметра 54 пс с фотоприемником Hamamatsu



а)



б)

Рисунок 98 — Зависимость временного разрешения от энергии для различных сцинтилляционных материалов ФЭУ с R1242(а) и R7600U-20 (б).

R12421 и 32 пс с ФЭУ Hamamatsu R7600U-20, что удовлетворяет требованиям предъявляемым к электромагнитному калориметру спектрометра LHCb.

Заключение

Таким образом, в ходе диссертационных исследований была проведена серия работ, направленных на создание нового электромагнитного калориметра, обладающего высокой радиационной стойкостью:

1. Проведены испытания радиационной стойкости сцинтилляционных кристаллов потенциально применимых в модернизации электромагнитного калориметра и выдерживающих радиационную нагрузку порядка 100 МРад.
2. Предложена обновленная конструкция электромагнитного калориметра спектрометра LHCb, заключающая в использовании сцинтилляционных волокон и плотного абсорбера.
3. Математическое моделирование в инструментарии GEANT4 показало достижимость требуемых значений энергетического разрешения прибора при использовании обновленной конфигурации.
4. Собраны и протестированы прототипы радиационно-стойких модулей электромагнитного калориметра. Результаты тестовых испытаний демонстрируют соответствие характеристик прототипов электромагнитного калориметра на основе спагетти-технологии требованиям по энергетическому и временному разрешению предъявляемым к электромагнитному калориметру спектрометра LHCb.

Благодарности

По результатам работы я искренне хочу выразить благодарности. В первую очередь выражаю благодарность своему научному руководителю д.ф.-м.н. Полухиной Наталье Геннадьевне за постановку интересной и важной с точки зрения эксперимента задачи.

Профессору, д.ф.-м.н. Голутвину Андрею Игоревичу за проявленный интерес к исследованию, полезные дискуссии и предложение идей и помощь в решении задач, необходимых для достижения цели работы.

Юрию Петровичу Гузу за продуктивное сотрудничество, помощь в организации рабочего процесса и за бесценный опыт, полученный в ходе совместной работы.

Ю.П.Гузу, П.Б.Шаталову, А.И.Семенникову, С.А.Холоденко, L.Martinazzoli, M.Pizzichemi и M.Salomoni за помощь в организации экспериментальных исследований.

Ю.П.Гузу, С.А.Холоденко, Ю.В.Мусиенко за проявленный интерес, плодотворные обсуждения результатов и ценные замечания.

Отдельно хочу поблагодарить доцента кафедры НИЯУ МИФИ «Физика элементарных частиц», — Канцерова Вадима Абдурахмановича, за наставничество на начальном этапе моей научной деятельности, за постоянную поддержку и помощь.

Список рисунков

1 Первые треки частиц, наблюдаемые в Джоном Вудом в пузырьковой камере на жидком водороде. 7

2 Треки в пузырьковой камере. Нейтрон (а) и гамма-квант (б) . . . 8

3 Одноэлектронный спектр полученный с помощью кремниевого фотоумножителся. Каждый пик соответствует определенному количеству фотоэлектронов (pe). 10

4 Схематическое изображение механизма развития электромагнитного ливня. 11

5 Схематическое поперечное сечение установки. I-VI — ряды ионизационных камер; 1, 2 — ряды телескопических счетчиков; H — контейнеры с годоскопическими счетчиками. 13

6 Ускорительный комплекс LHC 20

7 Инвариантные массы K^-p (a) и $J/\psi p$ (b) комбинаций из распадов $\Lambda_b^0 \to J/\psi K^- p$. 23

8 Проекции двумерных распределений по инвариантной массе для $m_K p$ (a) и $m_J/\psi p$ (b) с двумя P_c^+-состояниями. Экспериментальные данные показаны как квадраты (черный), в то время как круглые точки (красный) демонстрируют результат фитирования суммарной функцией. Кривая (красный) показывает фоновое распределение. Заштрихованный квадрат (синий) демонстрирует состояние $P_c(4450)^+$, закрашенный квадрат (сиреневый) демонстрирует состояние $P_c(4380)^+$. Каждая Λ^* компонента также отмечена на рисунке. 23

9 Фит распределения по инвариантной массе для $m_J/\psi p$ с тремя амплитудами Брейт-Вигнера и шестиполиномным фоном. Данный фит использовался для определния масс и ширин P_c^+ состояний. 24

10 Диаграммы Фейнмана распада b-кварка на s-кварк и мюонную пару: коробчатая диаграмма (слева) и пингвин-диаграмма (справа). 25

11 Распределение инвариантной массы выбранных $B_s^0 \to \mu^+\mu^-$ распадов (черные точки) с наложенными результатами фита. . . 26
12 Результаты исследования лептонной универсальности коллаборацией LHCb и другими экспериментами 27
13 Схематический вид детектора LHCb. 28
14 Геометрия координатных и азимутальных сенсоров детектора VELO 30
15 Схематический вид одной из двух секций детектора VELO (а) и рабочее и открытое состояние детектора (б). 30
16 Схематический вид расположения модулей детектора VELO. . . . 31
17 Распределение инвариантной массы распадов $B \to h^+h^-$, полученное детектором LHCb без использования детекторов черенковского излучения (а) и после применения идентификации частиц (б). Сигнал исследуемого распада $B \to \pi^+\pi^-$ представлен черными точками. Вклад от других мод распадов $b-$адронов также представлен: $B^0 \to K\pi^0$ - красная штрихпунктирная линия, трехчастичные распады — оранжевая пунктирная, $B_s \to KK$ — желтая, $B_s \to K\pi^0$ — коричневая, $\Lambda_b \to Kp$ — фиолетовая, $\Lambda_b \to p\pi$ — зеленая линия, серая линия показывает комбинаторный фон. 32
18 Сигналы, возникающие от частиц (гамма-квант, электрон, адрон), в различных частях калориметра. 35
19 Общий вид электромагнитного калориметра LHCb. 36
20 Модули электромагнитного калориметра LHCb. 37
21 Структура модуля адронного калориметра LHCb. 38
22 Схематичное изображение мюонной системы детектора LHCb. . . 39
23 Вид спереди квадрата мюонной станции. 40
24 Карта радиационных нагрузок области электромагнитного калориметра LHCb во время программы HL-LHC. 43
25 Схема исследования изменения отклика шашлык-модуля на радиоактивный источник от поглощенной дозы. 44
26 Результаты исследования изменения отклика шашлык-модуля на радиоактивный источник от поглощенной дозы. 45

27 Обновленная схема сегментации электромагнитного калориметра детектора LHCb. 46
28 Схема построения гомогенных калориметров. 48
29 Фотография модуля калориметра типа «шашлык». 48
30 Схема построения калориметров типа "SPACAL". 49
31 Фотография пробных образцов кристаллов GAGG:Ce. 51
32 Спектры эмиссии кристалла GAGG:Ce. 52
33 Общая схема установки. 53
34 Измерительный бокс. 53
35 3D – модель (а) и изометрический чертеж (б) измерительного бокса без передней стенки. 54
36 Спектр эмиссии сцинтилляционного кристалла GAGG:Ce. 54
37 Спектры пропускания кристаллов GAGG:Ce толщиной 2 мм до (черный) и после (красный) облучения. Поглощенные дозы составили 91 Мрад (а) и 37 Мрад (б). 55
38 Спектр пропускания кристалла GAGG:Ce толщиной 1 см до (черный) и после (красный) облучения. Поглощенная доза составила 91 Мрад. 56
39 Сцинтилляционное волокно GAGG:Ce. 56
40 Измерение длины затухания сцинтиллятора до (синий) и после (красный) облучения пучком протонов (103 МРад). 56
41 Зависимость наведенной активности в кристалле GAGG:Ce от времени. 58
42 Зависимость полной активности сцинтиляционного кристалла GAGG:Ce от времени. 60
43 Схема симуляционного исследования. 61
44 временной профиль потока протонов и уровень мощности поглощенной дозы в образце GAGG:Ce размерами $20\times20\times2$ мм^3. 62
45 Интерфейс средства визуализации инструментария GEANT4. . . 65
46 Энергетическое разрешение калориметра при падении первичных частиц под углом 3° (а), 6° (б) и 9° (в). A — Стохастический член, B — Постоянный член энергетического разрешения. 67

47 Схематичное изображение развития ливня в SPACAL модуле, под минимальным углом (а), под большими углами (б) 68
48 Зависимость стохастического члена энергетического разрешения от размера сцинтиллятора и расстояния между центрами волокон. GAGG:Ce (а) YAG:Ce (б). 69
49 Зависимость радиуса Мольера от размера сцинтиллятора. GAGG:Ce (а) YAG:Ce (б). 70
50 Карта выделенной энергии в сцинтилляторе (а) и профиль электромагнитного ливня (б). 70
51 Карта выделенной энергии в сцинтилляторе (а) и профиль электромагнитного ливня (б) для модуля из свинцового абсорбера. 71
52 Вариант прототипа с кристаллом в центре (красны) и полистиролом на периферии (желтый). 72
53 Вариант прототипа с кристаллом GAGG:Ce (красный) в центре и полистиролом (зеленый) в углах. Кристаллы YAG:Ce отмечены желтым цветом. 73
54 Энергетическое разрешение прототипа из GAGG и полистирола на периферии (а) и GAGG и полистирола в угловой части, с применением YAG:Ce в крестовой части (б). Пучок частиц направлен в центральную ячейку. A — Стохастический член, B — Постоянный член энергетического разрешения. 74
55 Схема построения системы считывания прототипа. 75
56 Алюминизиванные торцы сцинтилляционных волокон YAG:Ce слева, GAGG:Ce справа. 76
57 Пластина поглотителя с набором кристаллических волокон, уложенных в канавки (а). Фотография в процессе сборки модуля (б). 77
58 Сборка абсорбер-сцинтиллятор. 77
59 Светособирающие конусы. 78
60 Фотоэлектронный умножитель Hamamatsu R12421. 79
61 Прототип модуля SPACAL-калориметра. 79
62 Схема экспериментальной установки. 80
63 Фото экспериментальной установки. В кадре сотрудник ИТЭФ Александр Семенников. 81

64 Двумерное распределение зависимости средней амплитуды сигнала с прототипа от поперечных координат (X,Y) проходящей частицы. $\alpha_X = 0°$, $\alpha_Y = 0°$. 83
65 Отклик центральных ячеек модуля в зависимости от продольной координаты частицы. 84
66 Амплитудные распределения ячеек, полученные на мюонном пучке. 85
67 Энергетический спектр центральной ячейки прототипа от пучка электронов с энергией 20 ГэВ $\alpha_X = 3°$, $\alpha_Y = 0°$. 86
68 Энергетический спектр центральной ячейки прототипа от пучка электронов с энергией 20 ГэВ $\alpha = 3°$, $\alpha_Y = 3°$. 86
69 спектр разницы прихода сигналов с двух времязадающих счетчиком MCP1 и MCP2. 88
70 Схема временных измерений SPACAL модуля. 88
71 Схема временных измерений укороченного модуля типа «шашлык». 89

72 Схема расположения сцинтилляционных волокон в прототипе. Красный — GAGG:Ce, Желтый — YAG:Ce. 92
73 Схема построения системы считывания прототипа. 93
74 Пучок светособирающих волокон. 93
75 Фотоэлектронный умножитель Hamamatsu R7899-20. 94
76 3-D модель короба для прототипа 95
77 Прототип модуля SPACAL-калориметра без фотоприемников. . . 95
78 Моделирование энергетического разрешения прототипа модуля SPACAL калориметра и сравнение с результатами экспериментальных исследований, угол первичной частицы $3° \times 0°$ (а) и $3° \times 3°$ (б). Верхнее значение соответствует результатам моделирования, нижнее — результатам эксперимента. 96
79 Результаты моделирования энергетического разрешения модернизированного прототипа SPACAL калориметра, угол первичной частицы $3° \times 3°$ (а) и $4° \times 4°$ (б). A — Стохастический член, B — Постоянный член энергетического разрешения. 97

80 Энергетическое разрешение прототипа для прототипов с различными фронтальными секциями. (а) – свинец, длина – 50 мм, толщина стенки 0.58 мм, (б) – вольфрам плотностью 18.5 г/см^3, длина – 40 мм, толщина стенки 0.58 мм, (в) – вольфрам плотностью 18.0 г/см^3, длина – 40 мм, толщина стенки 0.58 мм. A — стохастический член энергетического разрешения, B — постоянный. 99
81 Зависимость Мольер-радиуса вольфрамового сплава от процента примеси для свинца (а) и меди (б). Синие точки соответствуют значениям сплава, красные — значениям прототипа, заполненного сцинтиллятора GAGG:Ce. 100
82 Зависимость радиационной длины вольфрамового сплава от процента примеси для свинца (а) и меди (б). Синие точки соответствуют значениям сплава, красные — значениям прототипа, заполненного сцинтиллятора GAGG:Ce. 100
83 Результаты моделирования энергетического разрешения модернизированного прототипа SPACAL калориметра с абсорбером из вольфрам-медного сплава, угол первичной частицы $3^\circ \times 3^\circ$. A — стохастический член энергетического разрешения, B — постоянный. 102
84 Результаты моделирования энергетического разрешения модернизированного прототипа SPACAL калориметра с абсорбером из вольфрам-свинцового сплава, угол первичной частицы $3^\circ \times 3^\circ$. A — стохастический член энергетического разрешения, B — постоянный. 103
85 Электромагнитные ливни, инициированные гамма-квантом (E = 20 ГэВ) в прототипе свинец-вольфрам (а) и вольфрам (б). Импульс налетающей частицы направлен снизу вверх. 105
86 Поперечные размеры электромагнитных ливней, инициированные гамма-квантом (E = 4 ГэВ) в прототипе на основе свинца (слева) и вольфрама (справа). 106
87 Начальные точки ливней, инициированных гамма-квантом (E = 20 ГэВ) в прототипе на основе свинца (а) и вольфрама (б). . 107
88 Прямое (красный) и обратное (зеленый) направление пучка. . . . 109

89 Экспериментальная установка. 109
90 Интенсивность пучка в зависимости от импульса частиц 110
91 Откалиброванное амплитудное распределение энергии в первой секции прототипа от пучка электронов с энергией 4 ГэВ, $\alpha_X = 0°$, $\alpha_Y = 0°$. 111
92 Зависимость энергетического разрешения от энергии для различных углов падения первичных частиц. 112
93 Сигнал от налетающего электрона (сверху) и временной референс с МКП-пластин. 113
94 Временные измерения модернизированного SPACAL модуля (ячейка GAGG:Ce, передняя секция). 114
95 Временные измерения модернизированного SPACAL модуля (ячейка GAGG:Ce, тыльная секция). 115
96 Измерение временных характеристик фотоэлектронного умножителя Hamamatsu R7899-20. 116
97 Модуль из одной ячейки с ФЭУ Hamamatsu R7600U-20. 117
98 Зависимость временного разрешения от энергии для различных сцинтилляционных материалов ФЭУ с R1242(а) и R7600U-20 (б). 118

Список таблиц

1 Основные параметры секций электромагнитного калориметра LHCb. 37

2 Основные характеристики сцинтиллятора GAGG: Ce. 51

3 Десять наиболее активных изотопов в кристалле GAGG:Ce $2 \times 2 \times 1$ см^3. Активность на 56 день после облучения 58

4 Основные характеристики ФЭУ Hamamatsu R12421. 80

5 Результаты исследования световыхода сцинтилляторов. 87

6 Результаты временных измерений SPACAL модуля. 89

7 Результаты временных измерений шашлык-модуля. 89

8 Основные характеристики ФЭУ Hamamatsu R7899-20.[119] 94

9 Основные параметры прототипа с различными абсорберами в фронтальной секции. 98

10 Основные параметры прототипа с различными абсорберами . . . 104

11 Результаты оценки световыхода сцинтиялляторов. 112

Список литературы

1. *Becquerel H.* Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents. // Comptes rendus. — 1896. — т. 122. — с. 501—503.
2. *Thomson J. J.* Cathode rays // Phil. Mag. Ser. 5. — 1897. — т. 44. — с. 293—316. — DOI: 10.1080/14786449708621070.
3. *Rutherford E.* The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. — 1911. — т. 21, № 125. — с. 669—688. — DOI: 10.1080/14786440508637080.
4. *Wilson C.* On a method of making visible the paths of ionising particles through a gas // Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character. — 1911. — т. 85, № 578. — с. 285—288. — DOI: 10.1098/rspa.1911.0041.
5. *Rutherford E.*, *Geiger H.* An electrical method of counting the number of α-particles from radio-active substances // Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character. — 1908. — т. 81, № 546. — с. 141—161. — DOI: 10.1098/rspa.1908.0065.
6. *Geiger H.*, *Müller W.* Elektronenzählrohr zur Messung schwächster Aktivitäten // Naturwissenschaften. — 1928. — т. 16, № 31. — с. 617—618. — DOI: 10.1007/BF01494093.
7. *Kubetsky L.* Multiple Amplifier // Proceedings of the Institute of Radio Engineers. — 1937. — т. 25, № 4. — с. 421—433. — DOI: 10.1109/JRPROC.1937.229045.
8. *Iams H.*, *Salzberg B.* The Secondary Emission Phototube // Proceedings of the Institute of Radio Engineers. — 1935. — т. 23, № 1. — с. 55—64. — DOI: 10.1109/JRPROC.1935.227243.
9. *Crookes W.* Certain Properties of the Emanations of Radium // Chemical News. — 1903. — т. 87. — с. 241—.

10. *Bannerman R. C.*, *Curran S. C.* The Radiations of RaD // Phys. Rev. — 1952. — янв. — т. 85, вып. 1. — с. 134—135. — DOI: 10.1103/PhysRev.85.134.

11. *Curran S. C.*, *Baker W. R.* Photoelectric Alpha-Particle Detector // Review of Scientific Instruments. — 1948. — т. 19, № 2. — с. 116—116. — DOI: 10.1063/1.1741210.

12. *Glaser D. A.* Some Effects of Ionizing Radiation on the Formation of Bubbles in Liquids // Phys. Rev. — 1952. — авг. — т. 87, вып. 4. — с. 665—665. — DOI: 10.1103/PhysRev.87.665.

13. *Glaser D. A.* Elementary Particles and Bubble Chambers // Nobel Lecture. — 1960. — URL: https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1960/glaser/lecture/.

14. *Hildebrand R. H.*, *Nagle D. E.* Operation of a Glaser Bubble Chamber with Liquid Hydrogen // Phys. Rev. — 1953. — окт. — т. 92, вып. 2. — с. 517—518. — DOI: 10.1103/PhysRev.92.517.

15. *Wood J. G.* Bubble Tracks in a Hydrogen-Filled Glaser Chamber // Phys. Rev. — 1954. — май. — т. 94, вып. 3. — с. 731—731. — DOI: 10.1103/PhysRev.94.731.

16. *Abelson P. H.* Crumbling Foundations of Prosperity // Science. — 1969. — т. 165, № 3898. — с. 1069—1069. — DOI: 10.1126/science.165.3898.1069.

17. SKAT-type propane-freon bubble chamber (a project) : тех. отч. / A. Z. Barabashev [и др.]. — USSR, 1971. — с. 48. — IFVE-SPK—71-75. — URL: http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:03027376.

18. *Bertelo A.*, *Sulyaev R. M.* The “Mirabel”bubble chamber of the Serpukhov accelerator // Soviet Atomic Energy. — 1972. — т. 32, № 5. — с. 435—441. — DOI: 10.1007/BF01173208.

19. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике / Ю. К. Акимов [и др.] // Энергоатомиздат. — 1989. — с. 343.

20. *Lutz G.* Semiconductor Radiation Detectors // Device Physics. — 2007. — с. 353. — DOI: 10.1007/978-3-540-71679-2.

21. *Бараночников М. Л.* Приемники и детекторы излучений // Справочник. ДМК Пресс. — 2012. — с. 640.

22. Novel Micro-pixel Avalanche Photo Diodes and their Possible Application in Cosmic Ray/Astrophysical Researches / I. Zheleznykh [и др.] // Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference, ICRC 2007. — 2007. — т. 5. — с. 4.

23. *Попова Е. В.* Разработка кремниевого фотоумножителя для применения в астрофизике и физике высоких энергий // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.04.01. — 2011. — с. 123.

24. Characterisation studies of silicon photomultipliers / P. Eckert [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2010. — авг. — т. 620, № 2/3. — с. 217—226. — DOI: 10.1016/j.nima.2010.03.169.

25. *Ефименко В. Ф Шапарь А.* Метод времени пролета для измерения спектров нейтронов в быстрых критических сборках // Физико-энергетический институт. г. Обнинск. — 1975. — с. 21.

26. *Anderson R. L.*, *Richter B.* Calorimeter for absolute photon and electron beam energy determination // SLAC-TN-66-021. — 1966. — апр.

27. *Kaushik V. S.* Electromagnetic Showers and Shower Detectors //. — 2002.

28. Математическая модель взаимодействия протонов с веществом / В. Егорова [и др.] // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. — 2017. — т. 138. — с. 24. — DOI: 10.20948/prepr-2017-138.

29. *Cerrito L.* Electromagnetic and Hadronic Showers: Calorimeters // Radiation and Detectors: Introduction to the Physics of Radiation and Detection Devices. — Cham : Springer International Publishing, 2017. — с. 171—185. — ISBN 978-3-319-53181-6. — DOI: 10.1007/978-3-319-53181-6_10.

30. *Grigorov N. L.*, *Nurzin V. S.*, *Rapoport I. D.* Method of Measuring Particle Energies above 10^{11} Ev // J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.) — 1958. — т. 34. — с. 506—507.

31. *Fabjan C. W.*, *Wigmans R.* Energy measurement of elementary particles // Reports on Progress in Physics. — 1989. — дек. — т. 52, № 12. — с. 1519—1580. — DOI: 10.1088/0034-4885/52/12/002.

32. ATLAS liquid argon calorimeter: Technical design report. — 1996. — дек.

33. CMS: The electromagnetic calorimeter. Technical design report. — 1997. — дек.

34. ALICE electromagnetic calorimeter technical design report / P. Cortese [и др.]. — 2008. — сент.

35. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC / G. Aad [и др.] // Physics Letters B. — 2012. — сент. — т. 716, № 1. — с. 1—29. — DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020.

36. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC / S. Chatrchyan [и др.] // Physics Letters B. — 2012. — сент. — т. 716, № 1. — с. 30—61. — DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021.

37. *Lefevre R.*, *LHCb Collaboration the.* Triggering with the LHCb calorimeters // Journal of Physics: Conference Series. — 2009. — апр. — т. 160. — с. 012063. — DOI: 10.1088/1742-6596/160/1/012063.

38. *Dzhelyadin R.* The LHCb calorimeter detectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2007. — т. 581, № 1. — с. 384—388. — DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.08.010. — VCI 2007.

39. *Schmidt B.* The High-Luminosity upgrade of the LHC: Physics and Technology Challenges for the Accelerator and the Experiments // Journal of Physics: Conference Series. — 2016. — Vol. 706, no. 7. — P. 42. — DOI: 10.1088/1742-6596/706/2/022002.

40. *Brüning O.*, *Rossi L.* The High-Luminosity Large Hadron Collider // Nature Reviews Physics. — 2019. — т. 1, № 4. — с. 241—243. — DOI: 10.1038/s42254-019-0050-6.

41. Irradiation studies of a multi-doped Gd3Al2Ga3O12 scintillator / V. Alenkov [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2019. — т. 916. — с. 226—229. — DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.101.

42. *Shmanin E.* GEANT4 simulation of energy resolution of the SPACAL electromagnetic calorimeter // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — янв. — т. 1439. — с. 012007. — DOI: 10.1088/1742-6596/1439/1/012007.

43. Time and energy resolution with SPACAL type modules made of high-light-yield Ce-doped inorganic scintillation materials: Spillover and background noise effects / G. Dosovitskiy [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2021. — т. 999. — с. 165169. — DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165169.

44. A simulation study of the time measurement accuracy for the SPACAL type ECAL Module for LHCb Upgrade phase 2 : тех. отч. / I. Guz [и др.] ; CERN. — Geneva, 05.2020. — URL: http://cds.cern.ch/record/2718983.

45. LHC Design Report / M. Benedikt [et al.]. — 2004. — DOI: 10.5170/CERN-2004-003-V-3. — URL: https://cds.cern.ch/record/823808.

46. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider / G. Aad [и др.] // JINST. — 2008. — т. 3. — S08003. — DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003.

47. CMS technical design report, volume II: Physics performance / G. L. Bayatian [и др.] // J. Phys. G. — 2007. — т. 34, № 6. — с. 995—1579. — DOI: 10.1088/0954-3899/34/6/S01.

48. ALICE: Physics Performance Report. ALICE physics performance : Technical Design Report. т. 32 / B. Alessandro [и др.] ; под ред. B. Alessandro. — Geneva : CERN, 2005. — (Technical design report. ALICE). — DOI: 10.1088/0954-3899/32/10/001.

49. *Сахаров Д. А.* Научные труды. Сборник. — Москва : АОЗТ "Издательство ЦентрКом", 1995. — 528 с.

50. *В.М Е.* Стандартная модель и ее расширения. — Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2007. — 584 с.

51. The history of LHCb / I. Belyaev [и др.] // The European Physical Journal H. — 2021. — март. — т. 46, № 1. — DOI: 10.1140/epjh/s13129-021-00002-z.

52. Observation of $J/\psi p$ Resonances Consistent with Pentaquark States in $\Lambda_b^0 \to J/\psi K^- p$ Decays / R. Aaij [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2015. — авг. — т. 115, вып. 7. — с. 072001. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.072001.

53. *Gell-Mann M.* A Schematic Model of Baryons and Mesons // Phys. Lett. — 1964. — т. 8. — с. 214—215. — DOI: 10.1016/S0031-9163(64)92001-3.

54. *Zweig G.* An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking; Version 1 : тех. отч. / CERN. — Geneva, 01.1964. — CERN-TH—401. — URL: https://cds.cern.ch/record/352337.

55. *Jaffe R. J.* Multiquark hadrons. I. Phenomenology of $Q^2\overline{Q}^2$ mesons // Phys. Rev. D. — 1977. — янв. — т. 15, вып. 1. — с. 267—280. — DOI: 10.1103/PhysRevD.15.267.

56. *Strottman D.* Multiquark baryons and the MIT bag model // Phys. Rev. D. — 1979. — авг. — т. 20, вып. 3. — с. 748—767. — DOI: 10.1103/PhysRevD.20.748.

57. *Lipkin H. J.* New possibilities for exotic hadrons — anticharmed strange baryons // Physics Letters B. — 1987. — т. 195, № 3. — с. 484—488. — DOI: https://doi.org/10.1016/0370-2693(87)90055-4.

58. Observation of the Resonant Character of the $Z(4430)^-$ State / R. Aaij [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2014. — июнь. — т. 112, вып. 22. — с. 222002. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.222002.

59. Experimental constraints on the spin and parity of the $Z(4430)^+$ / K. Chilikin [и др.] // Phys. Rev. D. — 2013. — окт. — т. 88, вып. 7. — с. 074026. — DOI: 10.1103/PhysRevD.88.074026.

60. Observation of a Resonancelike Structure in the $\pi^{+-}\psi'$ Mass Distribution in Exclusive $B \to K\pi^{+-}\psi'$ Decays / S.-K. Choi [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2008. — апр. — т. 100, вып. 14. — с. 142001. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.142001.

61. Observation of a narrow pentaquark state, $P_c(4312)^+$, and of two-peak structure of the $P_c(4450)^+$ / R. Aaij [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2019. — т. 122, № 22. — с. 222001. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.222001. — arXiv: 1904.03947 [hep-ex].

62. Measurement of the Bs0→+ Branching Fraction and Effective Lifetime and Search for B0→+ Decays / R. Aaij [и др.] // Physical Review Letters. — 2017. — май. — т. 118, № 19. — DOI: 10.1103/physrevlett.118.191801.

63. Test of Lepton Universality UsingB+→K++Decays / R. Aaij [и др.] // Physical Review Letters. — 2014. — окт. — т. 113, № 15. — DOI: 10.1103/physrevlett.113.151601.

64. Test of lepton universality in beauty-quark decays / L. collaboration [и др.]. — 2021. — arXiv: 2103.11769 [hep-ex].

65. The LHCb Detector at the LHC / T. L. Collaboration [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2008. — авг. — т. 3, № 08. — S08005—S08005. — DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/s08005.

66. *Collaboration L.* LHCb VELO Upgrade Technical Design Report : тех. отч. — 11.2013. — URL: https://cds.cern.ch/record/1624070.

67. Performance of the LHCb Vertex Locator / R. Aaij [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2014. — сент. — т. 9, № 09. — P09007—P09007. — DOI: 10.1088/1748-0221/9/09/p09007.

68. *Behrendt O.* The LHCb vertex locator // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2009. — т. 598, № 1. — с. 61—63. — DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.08.111. — Instrumentation for Collding Beam Physics.

69. *Čerenkov P. A.* Visible Radiation Produced by Electrons Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light // Phys. Rev. — 1937. — авг. — т. 52, вып. 4. — с. 378—379. — DOI: 10.1103/PhysRev.52.378.

70. *Blago M.*, *Keizer F.* High rate tests of the photon detection system for the LHCb RICH Upgrade // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2017. — дек. — т. 876. — с. 101—103. — DOI: 10.1016/j.nima.2017.02.014.

71. The ring imaging Cherenkov detector for the BRAHMS experiment at RHIC / R. Debbe [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated

Equipment. — 1996. — март. — т. 371, № 1/2. — с. 327—329. — DOI: 10.1016/0168-9002(95)01182-x.

72. Performance of the LHCb RICH detector at the LHC / M. Adinolfi [и др.] // The European Physical Journal C. — 2013. — май. — т. 73, № 5. — DOI: 10.1140/epjc/s10052-013-2431-9.

73. *D'Ambrosio C.* The future of RICH detectors through the light of the LHCb RICH // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2017. — дек. — т. 876. — с. 194—197. — DOI: 10.1016/j.nima.2017.02.076.

74. *Papanestis A.*, *D'Ambrosio C.* Performance of the LHCb RICH detectors during the LHC Run II // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2017. — дек. — т. 876. — с. 221—224. — DOI: 10.1016/j.nima.2017.03.009.

75. LHCb detector performance // International Journal of Modern Physics A. — 2015. — март. — т. 30, № 07. — с. 1530022. — DOI: 10.1142/s0217751x15300227.

76. *Mandurrino M.* Silicon detectors for the LHC Phase-II upgrade and beyond. RD50 status report. — 2019. — arXiv: 1910.06045 [physics.ins-det].

77. Improved performance of the LHCb Outer Tracker in LHC Run 2 / P. d'Argent [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2017. — нояб. — т. 12, № 11. — P11016—P11016. — DOI: 10.1088/1748-0221/12/11/p11016.

78. Monitoring radiation damage in the LHCb Tracker Turicensis / C. A. Beteta [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2020. — авг. — т. 15, № 08. — P08016—P08016. — DOI: 10.1088/1748-0221/15/08/p08016.

79. *Perret P.* First Years of Running for the LHCb Calorimeter System. — 2014. — arXiv: 1407.4289 [physics.ins-det].

80. *Wigmans R.* Calorimetry: Energy measurement in particle physics. т. 107. — 2000. — DOI: 10.1093/oso/9780198786351.001.0001.

81. *Olloqui E. P., LHCb Collaboration the.* LHCb Preshower(PS) and Scintillating Pad Detector (SPD): Commissioning, calibration, and monitoring // Journal of Physics: Conference Series. — 2009. — апр. — т. 160. — с. 012046. — DOI: 10.1088/1742-6596/160/1/012046.

82. Beam Test Results of the LHCb Electromagnetic Calorimeter.тех. отч. / A. Arefev [и др.] ; CERN. — Geneva, 05.2008. — revised version submitted on 2008-05-15 09:09:53.

83. *Machikhiliyan I.* The LHCb electromagnetic calorimeter // Journal of Physics: Conference Series. — 2009. — апр. — т. 160. — с. 012047. — DOI: 10.1088/1742-6596/160/1/012047.

84. *Бритвич Г. И., Бреховских В. В., Холоденко С. А.* Основные характеристики полистирольных сцинтилляторов производства ИФВЭ. — Протвино : Препринт ИФВЭ 2013-23, 2013. — 38 с.

85. Calibration and performance of the LHCb calorimeters in Run 1 and 2 at the LHC / C. A. Beteta [и др.]. — 2020. — arXiv: 2008.11556 [physics.ins-det].

86. *Yushchenko O.* The LHCb ECAL and Preshower calibration with isolated electrons //. — 2012.

87. *Guz Y., collaboration L.* The LHCb Hadron Calorimeter // Journal of Physics: Conference Series. — 2009. — апр. — т. 160. — с. 012054. — DOI: 10.1088/1742-6596/160/1/012054.

88. *Dzhelyadin R.* The LHCb hadron calorimeter // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2002. — т. 494, № 1. — с. 332—339. — DOI: https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01489-4. — Proceedings of the 8th International Conference on Instrumentatio n for Colliding Beam Physics.

89. *Pereima D.* Calibration of the LHCb calorimetric system // JINST. — 2017. — т. 12. — с. C06016. — DOI: 10.1088/1748-0221/12/06/C06016.

90. Performance of the LHCb muon system / A. A. Alves [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2013. — февр. — т. 8, № 02. — P02022—P02022. — DOI: 10.1088/1748-0221/8/02/p02022.

91. LHCb muon system: Technical Design Report / P. R. Barbosa-Marinho [и др.]. — Geneva : CERN, 2001. — (Technical design report. LHCb). — URL: https://cds.cern.ch/record/504326.

92. *Karacson M.* Evaluation of the Radiation Environment of the LHCb Experiment / Karacson Matthias. — 2016. — URL: https://cds.cern.ch/record/2243499 ; Presented 12 Dec 2016.

93. *Fabjan C. W.*, *Gianotti F.* Calorimetry for particle physics // Rev. Mod. Phys. — 2003. — окт. — т. 75, вып. 4. — с. 1243—1286. — DOI: 10.1103/RevModPhys.75.1243.

94. Energy and spatial resolution of a Shashlik calorimeter and a silicon preshower detector // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1996. — т. 376, № 1. — с. 17—28. — DOI: https://doi.org/10.1016/0168-9002(96)00270-7.

95. An improved Shashlyk calorimeter / G. Atoian [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2008. — янв. — т. 584, № 2/3. — с. 291—303. — DOI: 10.1016/j.nima.2007.10.022.

96. *Weber M.* The new H1 spaghetti calorimeter. — 1995. — апр. — URL: https://cds.cern.ch/record/282030.

97. Review of selective laser melting: Materials and applications / C. Y. Yap [и др.] // Applied Physics Reviews. — 2015. — дек. — т. 2. — с. 041101. — DOI: 10.1063/1.4935926.

98. Expression of Interest for a Phase-II LHCb Upgrade: Opportunities in flavour physics, and beyond, in the HL-LHC era : тех. отч. / R. Aaij [и др.] ; CERN. — Geneva, 02.2017. — URL: https://cds.cern.ch/record/2244311.

99. Light Emission Efficiency of Gd3Al2Ga3O12:Ce (GAGG:Ce) Single Crystal Under X-ray Radiographic Conditions / I. E. Seferis [и др.] // XIII Mediterranean Conference on Medical and Biological Engineering and Computing 2013 / под ред. L. M. Roa Romero. — Cham : Springer International Publishing, 2014. — с. 455—458. — ISBN 978-3-319-00846-2.

100. Scintillation properties of Gd3Al2Ga3O12:Ce (GAGG:Ce): a comparison between monocrystalline and nanoceramic samples / W. Drozdowski [и др.] // Optical Materials. — 2018. — т. 79. — с. 227—231. — DOI: https://doi.org/10.1016/j.optmat.2018.03.042.

101. Evaluation of GAGG:Ce scintillators for future space applications / M. Yoneyama [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2018. — февр. — т. 13, № 02. — P02023—P02023. — DOI: 10.1088/1748-0221/13/02/p02023.

102. Optical and Scintillation Properties of Ce3+-Doped LuAG and YAG Transparent Ceramics: A Comparative Study / J. Li [и др.] // Journal of the American Ceramic Society. — 2016. — авг. — DOI: 10.1111/jace.14461.

103. Synthesis and Characterization of Ce-Doped $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG:Ce) Nanopowders Used for Solid-State Lighting / P. Kumar [и др.] // Journal of Nanomaterials. — 2014. — т. 2014. — с. 571920. — DOI: 10.1155/2014/571920. — URL: https://doi.org/10.1155/2014/571920.

104. Physical and optical properties of Ce:YAG nanophosphors and transparent ceramics and observation of novel luminescence phenomenon / S. Agarwal [и др.] // Opt. Mater. Express. — 2017. — март. — т. 7, № 3. — с. 1055—1065. — DOI: 10.1364/OME.7.001055.

105. Оптические свойства кристаллов Gd3Al2Ga3O12:Ce / В. Касимова [и др.]. — Москва, 2016. — 4 с.

106. *Vincke H.*, *Theis C.* ActiWiz 3 – an overview of the latest developments and their application // J. Phys.: Conf. Ser. — 2018. — т. 1046. — 012007. 10 p. — DOI: 10.1088/1742-6596/1046/1/012007.

107. Искусственная радиоактивность, создаваемая нейтронной бомбардировкой — II / Э. Амальди [и др.] // Усп. физ. наук. — 1935. — т. 15, № 7. — с. 838—870. — DOI: 10.3367/UFNr.0015.193507c.0838.

108. *Беланова Т. С.* Радиационный захват нейтронов. — Москва : М:Энергоатомиздат, 1986. — 248 с.

109. *Кадменский С. Г.* Радиоактивность атомных ядер: история, результаты, новейшие достижения. — Москва : Соросовский образовательный журнал, 1999.

110. Overview of the FLUKA code / G. Battistoni [и др.] // Annals of Nuclear Energy. — 2015. — т. 82. — с. 10—18. — DOI: https://doi.org/10.1016/j.anucene.2014.11.007.

111. Calibration and performance of the LHCb calorimeters in Run 1 and 2 at the LHC / C. A. Beteta [и др.]. — 2020. — DOI: 10.48550/ARXIV.2008.11556.

112. Radiation Tolerance of LuAG:Ce and YAG:Ce Crystals Under High Levels of Gamma- and Proton-Irradiation / M. T. Lucchini [и др.] // IEEE Trans. Nucl. Sci. / под ред. P. Dorenbos [и др.]. — 2016. — т. 63, № 2. — с. 586—590. — DOI: 10.1109/TNS.2015.2493347.

113. Geant4—a simulation toolkit / S. Agostinelli [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — т. 506, № 3. — с. 250—303. — DOI: https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8.

114. *Vavrek J. R.*, *Henderson B. S.*, *Danagoulian A.* High-accuracy Geant4 simulation and semi-analytical modeling of nuclear resonance fluorescence // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. — 2018. — окт. — т. 433. — с. 34—42. — DOI: 10.1016/j.nimb.2018.07.023.

115. *Martinazzoli L.* Crystal Fibers for the LHCb Calorimeter Upgrade // IEEE Trans. Nucl. Sci. — 2020. — июнь. — т. 67. — с. 1003. 6. — DOI: 10.1109/TNS.2020.2975570.

116. *Pizzichemi M.* The Phase II upgrade of the LHCb calorimeter system // Journal of Instrumentation. — 2020. — май. — т. 15, № 05. — с. C05062—C05062. — DOI: 10.1088/1748-0221/15/05/c05062.

117. *Guz Y.* The Phase 2 Upgrade of the LHCb Calorimeter system // Journal of Instrumentation. — 2020. — сент. — т. 15, № 09. — с. C09046—C09046. — DOI: 10.1088/1748-0221/15/09/c09046.

118. *Machikhiliyan I.*, *Lindahl V.* Calibration of photomultipliers and initial adjustment of the LHCb Electromagnetic Calorimeter for pilot LHC runs : тех. отч. / CERN. — Geneva, 06.2013.

119. *Hamamtsu.com*. Электронный ресурс //. — URL: https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/pmt/pmt_tube-alone/head-on-type/R7899.html.

120. *Иваненко И.*, *Роганова Т.* Каскадные ливни вызываемые частицами сверхвысоких энергий. — 1983.

121. The DESY II test beam facility / R. Diener [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2019. — апр. — т. 922. — с. 265—286. — DOI: 10.1016/j.nima.2018.11.133.