

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа Фундаментальной и Прикладной Физики
Кафедра фундаментальных взаимодействий и космологии

Направление подготовки / специальность: 03.03.01 Прикладные математика и физика
(бакалавриат)

Направленность (профиль) подготовки: Физика атомного ядра, элементарных частиц и
фундаментальных взаимодействий

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ТЕЛЕСКОП ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОТОННОЙ КОМПОНЕНТЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

(бакалаврская работа)

Студент:
Семенцов Антон Сергеевич

(подпись студента)

Научный руководитель:
Ивашкин Александр Павлович,
канд. физ.-мат. наук

(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2019

Содержание

Введение	3
Глава 1. Принципы работы сцинтилляционных телескопов	
1.1 Теоретические принципы работы сцинтилляционных телескопов	6
1.2 Принцип работы органического сцинтиллятора	9
Глава 2. Дифференциальный сцинтилляционный телескоп	
2.1 Принцип работы ДСТ	12
2.2 Свойства микропиксельных фотодиодов	14
2.3 Принцип работы спектросмещающих волокон	18
Глава 3. Измерение параметров сцинтилляционных пластин	
3.1 Обоснование необходимости исследований	20
3.2 Экспериментальная установка для исследования параметров пластин	21
3.3 Результаты измерений амплитуды и неоднородности световыхода	23
3.4 Исследование тепловых зависимостей фотодиодов	27
Глава 4. Рабочий прототип ДСТ	
4.1 Конструкция рабочего прототипа ДСТ	32
4.2 Результаты тестов на рабочем прототипе	34
Заключение	38
Список использованной литературы	39

Введение

Анализ заряженных частиц остается одним из важнейших направлений современной ядерной физики и порождает широкий спектр различных исследовательских задач. Как следствие, весьма актуальным является создание детекторов нестандартных конструкций для регистрации и изучения частиц различных энергий. В частности, значительный интерес представляет исследование низкоэнергетических заряженных частиц, входящих в состав солнечного излучения [1].

Вследствие различных явлений солнечной активности, например, коронарных выбросов или вспышек возникают ионы и электроны, ускоренные до 10^6 - 10^{11} Эв, которые в соответствии с их природой принято называть солнечными космическими лучами (СКЛ) [1].

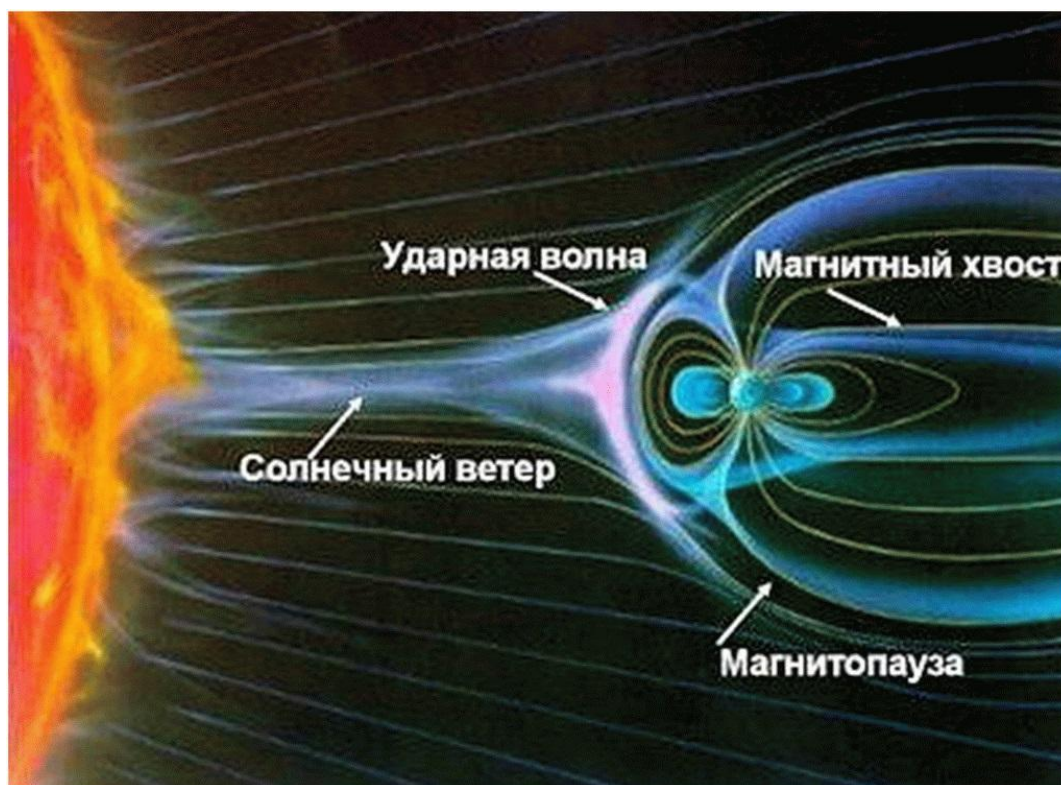


Рис.1 Иллюстрация взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой земли.

В настоящее время существует множество литературы посвященной исследованию СКЛ, однако всё ещё нет окончательного понимания механизмов их ускорения и распространения [1]. Продолжение исследований в этой области является необходимым для полного теоретического описания различных астрофизических процессов. Помимо этого, полученные результаты можно будет использовать в прикладных целях, таких как надежное количественное прогнозирование потока СКЛ в различных точках гелиосферы,

в свою очередь, позволяющее уменьшить негативное воздействие СКЛ на космонавтов и космическое оборудование, особенно во время солнечных вспышек. Таким образом, для развития космической техники может быть полезно создание сети космических станций, способных к регистрации и анализу СКЛ. Одной из задач, стоящих на пути к этой цели, является разработка компактных, легких детекторов с низким энергопотреблением и высоким уровнем надежности, способных регистрировать ионы и электроны энергий до 100 МэВ. Как видно из графиков на Рис.2 данный диапазон энергий позволяет регистрировать значительную часть потока СКЛ.

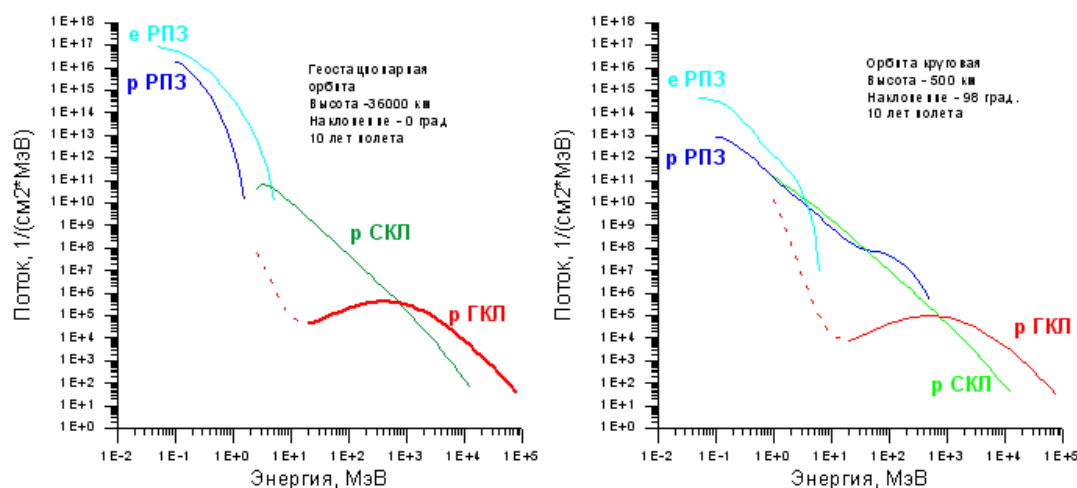


Рис.2 Энергетические спектры протонной компоненты солнечных космических лучей (СКЛ), галактических космических лучей (ГКЛ) и радиационных поясов земли (РПЗ). [11]

В настоящее время существует множество различных сцинтилляционных телескопов, применяемых в различных экспериментах, в основном проводимых на ускорителях. Однако, по большей части они обладают значительными размерами и высокой сложностью конструкции, что делает их непригодными для использования в космосе. Так, например, ЛФВЭ ОИЯИ был изготовлен сегментированный сцинтилляционный телескоп для регистрации заряженных пионов в экспериментах по их резонансному образованию [10]. Данный телескоп состоял из 14 квадратных пластин со стороной 16-270мм и толщиной 20-40мм, а также снабжен тремя мониторными сцинтилляционными счетчиками и двумя временными. Установка способна регистрировать заряженные пионы энергией до 150 МэВ обладая неоднородностью световыхода по площади сцинтиллятора менее 5%. При этом, однако, конструкция остается весьма громоздкой, сложной и применимой только для наземных ускорительных экспериментов.

В данной работе обсуждается разработка подобного детектора – Дифференциального сцинтилляционного телескопа. Он предназначен для регистрации низкоэнергетичных ионов и электронов, определения их энергии и интенсивности потока. Обсуждается конструкция телескопа, принципы работы как его в целом, так и отдельных компонент, таких как сцинтилляционные пластины, спектросмещающие волокна и микропиксельные лавинные фотодиоды (далее SiPM), используемые для светосбора.

Проведены исследования величины и однородности светосбора при различных вариантах конструкции ячеек детектора. Также, получены температурные зависимости параметров SiPM, таких как коэффициент усиления и рабочее напряжение. Данные характеристики определяют стабильность системы в окружающей среде с переменной температурой. Результатом данной работы является разработка схемы дифференциального сцинтилляционного телескопа, исследование его компонент и тестирование рабочего прототипа.

Глава 1. Принципы работы сцинтилляционных телескопов

1.1 Теоретические принципы работы сцинтилляционных телескопов.

В основе механизмов работы любого сцинтилляционного детектора лежит выделение заряженной частицей фотонов при прохождении её сквозь сцинтиллятор. Регистрируя эти фотоны можно обнаружить частицу, а также оценить её энергию и прочие параметры.

При прохождении протона через вещество в результате сил, в основном кулоновских, он передает импульс находящимся в этом веществе электронам и, таким образом, ионизирует атомы. Для описания потери энергии протона вводится понятие удельных ионизационных потерь, как потеря энергии на единицу длины.

Ханс Бете вывел формулу, позволяющую, основываясь на кулоновских взаимодействиях, описать удельные ионизационные потери как функцию энергии. В нерелятивистском случае вывод формулы следующий: рассмотрим протон, прямолинейно пролетающий со скоростью V мимо электрона на расстоянии b , как показано на рисунке 3.

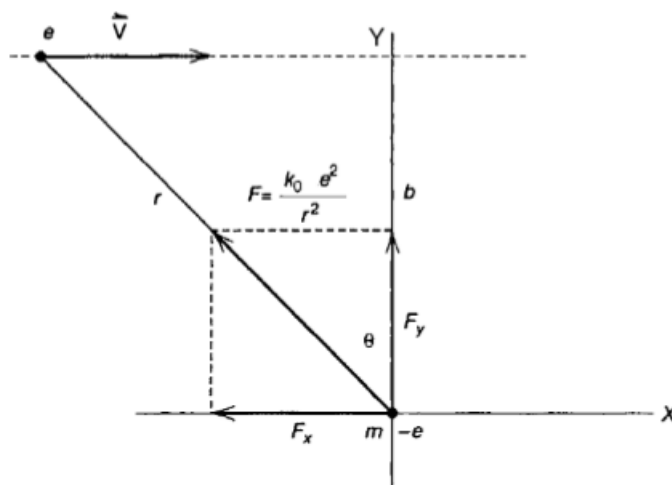


Рис.3 Протон, пролетающий около электрона и возбуждающий кулоновское взаимодействие.

Сделав ряд предположений, таких как то, что электрон покоится, и длительность кулоновского взаимодействия достаточно мала чтобы считать, что он остается

неподвижным, получим, что вклад в передачу энергии будет давать только компонента силы, направленная по оси Y. Тогда импульс может быть записан следующим образом:

$$p = \int_{-\infty}^{\infty} F_y dt = \int_{-\infty}^{\infty} F \cos \theta dt = k_0 e^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos \theta}{r^2} dt = k_0 e^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{b}{r^3} dt$$

где $k_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ Кулоновская константа, а ϵ_0 диэлектрическая проницаемость вакуума.

Для упрощения интегрирования сдвинем $t=0$ на момент пересечения протоном оси Y. Тогда интеграл становится симметричным, и мы получаем:

$$p = 2k_0 e^2 \int_0^{\infty} \frac{b}{r^3} dt = 2k_0 e^2 \int_0^{\infty} \frac{b}{(b^2 + (vt)^2)^{3/2}} dt = 2k_0 e^2 \left[\frac{t}{b\sqrt{b^2 + (vt)^2}} \right]_0^{\infty} = \frac{2k_0 e^2}{bv}$$

В свою очередь, переданная протоном энергия:

$$Q = \frac{p^2}{2m} = \frac{2k_0^2 e^4}{b^2 v^2 m}$$

Где m масса электрона.

Тогда, перейдем к рассмотрению протона, летящего через вещество с электронной плотностью n частиц на единицу объема. В таком случае, стоит учитывать, что он будет взаимодействовать со всеми окружающими электронами в зависимости от расстояния b до каждого из них. Тогда энергия переданная при прохождении пути dx электронам на расстоянии от b до $b+db$:

$$-dE = 2\pi b db dx n Q(b)$$

Графическое представление этого слоя электронов проиллюстрировано на рисунке 4

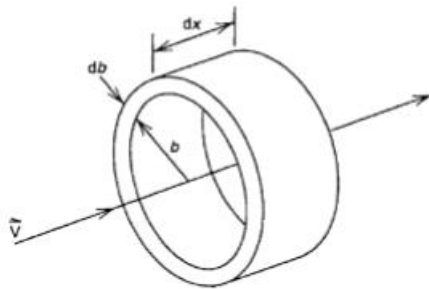


Рис.4 Слой электронов с расстоянием до проходящего протона между b и $b+db$.

Тогда удельные ионизационные потери в этом слое составят:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi n \int_{b_{min}}^{b_{max}} Q(b)b db = \frac{4\pi n k_0^2 e^4}{v^2 m} \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{db}{b} = \frac{4\pi n k_0^2 e^4}{v^2 m} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}}$$

Пользуясь тем, что взаимодействие должно происходить быстро по сравнению с орбитальной частотой электрона в атоме, можно получить верхнюю оценку для b . Оценку снизу, в свою очередь можно получить из длины волны Де-Бройля для электрона.

Таким образом, принимая нижний и верхний пределы интегрирования соответственно $h/(mv)$ и v/f , соответственно, где f орбитальная частота, а m масса электрона, можно получить [7]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n k_0^2 e^4}{v^2 m} \ln \frac{mv^2}{hf}$$

Однако, для протонов с энергией ~ 100 МэВ и движущихся с релятивистскими скоростями эта формула не совсем верна и может быть использована только для качественного понимания происходящих процессов.

Для релятивистских тяжелых частиц, формула Бете принимает следующий вид [7]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n k_0^2 e^4}{v^2 m} \left[\ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right]$$

Где $\beta=v/c$ релятивистская скорость, а I средний ионизационный потенциал атомов вещества. Несложно заметить, что в пределе $\beta \ll 1$ формула переходит в предыдущую.

Из вида данной формулы, становится понятным, что кривая ионизационных потерь для протонов будет иметь ярко выраженный пик. При высоких энергиях и, соответственно, высоких скоростях, ионизационные потери малы в силу множителя v^{-2} , и квадратично растет при уменьшении скорости и энергии. Однако, при малых скоростях логарифмический множитель будет также уменьшать ионизационные потери, что, в совокупности дает пик, называемый пиком Брэгга.

Такой характерный вид кривой ионизационных потерь для протонов позволяет детектировать их в сцинтилляционных телескопах, разделяя вещество сцинтиллятора на сегменты. Далее, используя сигналы, полученные с данных независимых сегментов можно использовать для восстановления формы кривой ионизационных потерь, дальнейшего её анализа и определения энергии зарегистрированной частицы, в том числе по положению пика Брэгга для протонов.

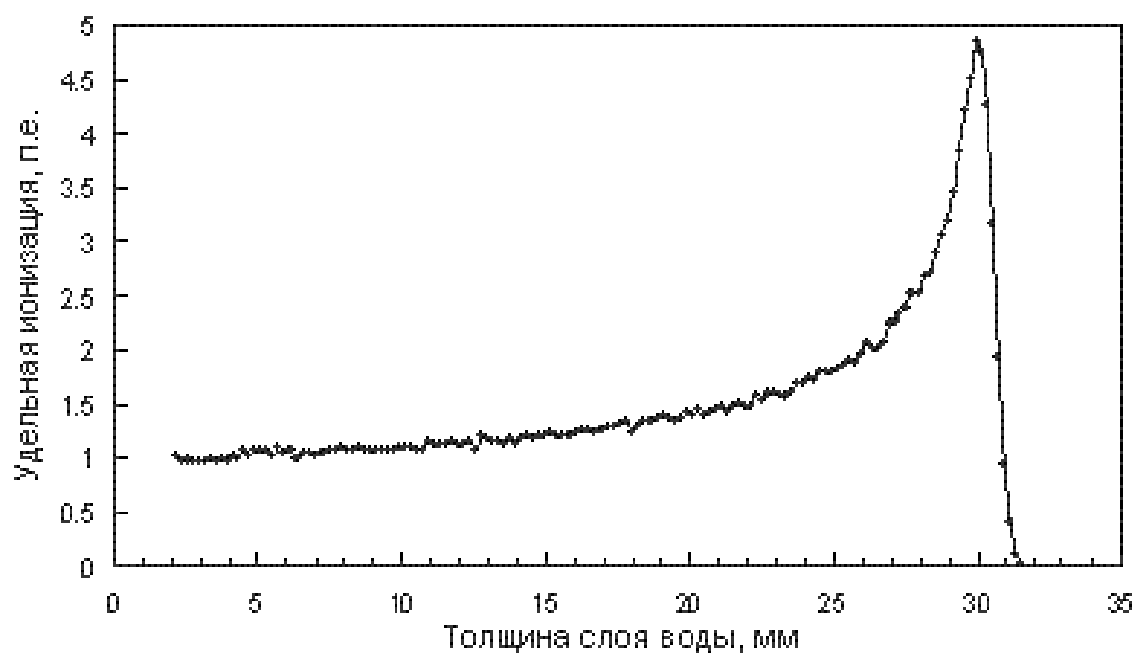


Рис.5 График зависимости ионизационных потерь протонов энергии 62 МэВ от пройденного расстояния в воде.

1.2 Принципы работы органического сцинтиллятора.

В современной физике элементарных частиц, в качестве детекторов, получили широкое распространение сцинтилляционные счетчики, основанные на пластическом сцинтилляторе. Данные детекторы обладают относительной большой надежностью, простотой в эксплуатации, компактностью, стабильностью характеристик и возможностью высокой сегментации, при относительной дешевизне изготовления [2].

На данный момент разработан широкий ряд различных органических и неорганических сцинтилляторов, обладающих различными параметрами, вследствие чего их выбор определяется задачей эксперимента. Основные параметрические отличия заключаются в световых выходе и времени высвечивания. Органические сцинтилляторы по большей части имеют меньший световыход, однако и меньшее время высвечивания (порядка 2-4 нс) нежели неорганические, что делает их удобными для регистрации большого количества отдельных событий и, в частности, использования в телескопе, описываемом в данной работе.

Как правило, органические сцинтилляторы являются трёхкомпонентными веществами, которые состоят из основы (полистирол), люминесцентных и

спектрсмещающих добавок. Подобная структура обусловлена тем, что полистироловая основа хоть и позволяет изготавливать однокомпонентные сцинтилляционные элементы практически любой формы, обладает сама по себе небольшим световыходом и плохой прозрачностью к собственному излучению. В связи с этим возникает потребность в усилении излучения сцинтиллятора и смещении его длины волны в зону спектральной чувствительности регистрирующего устройства. [2]

Механизм высвечивания в органических сцинтилляторах заключается в испускании световых фотонов, вызванным возбуждением молекул [6]. Поэтому данный процесс будет происходить по схожим механизмам как для монокристаллов, так и для добавок в многокомпонентных сцинтилляторах. Для предварительного описания, рассмотрим монокристаллы (антрацен $C_{14}H_{10}$). Так как силы Ван-дер-Ваальсовского взаимодействия между молекулами внутри кристалла малы, то его можно представить системой направленных, но независимых молекул. Из четырех электронов для каждого атома углерода строго локализованы только 2 или 3, а остальные валентны и могут занимать определенные энергетические уровни. При этом спины валентных электронов могут быть только антипараллельны или параллельны. В первом случае сумма спинов 0, а во втором 0, ± 1 образуя, соответственно синглетное(S) и триплетное(T) состояния, схематично изображенные на рисунке №4.

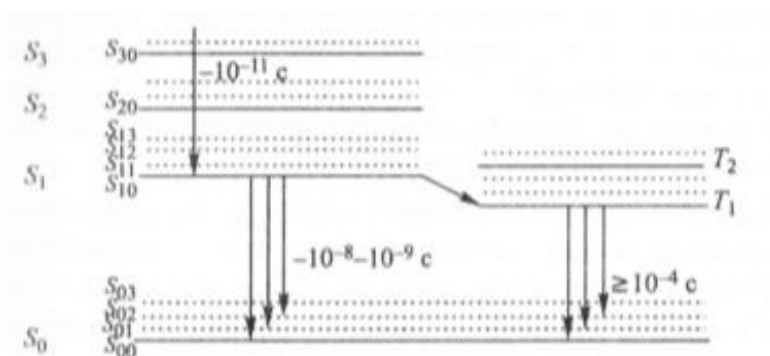


Рис.6 Механизм свечения органических сцинтилляторов в случае однокомпонентного вещества.

Первый индекс синглетных состояний обозначает номер главного состояния, а второй, номер подуровня, созданного колебаниями атомов в молекуле. Шаг между такими подуровнями $\sim 0,16$ эВ, тогда как типичное расстояние между главными состояниями составляет несколько эВ. Проходящая через сцинтиллятор частица переводит один или несколько электронов на более высокие возбужденный уровень, после чего все электроны быстро (10^{-11} с) и безрадиационно переходят на первый уровень со всех находящихся

выше. Переход же с первого уровня в основное состояние происходит уже с вероятностью излучить световой фотон за время 10^{-8} – 10^{-9} с, при этом энергия фотона будет меньше или равна энергии перехода. В случае, если энергия меньше, фотон не сможет возбудить последующие атомы и сцинтиллятор будет прозрачен для своей люминесценции, однако если энергия равна энергии перехода, то фотон может быть поглощен и, таким образом, коротковолновая часть спектра излучения частично пересекается со спектром поглощения.

Однако, в некоторых случаях возможен переход с высоких возбужденных уровней в триплетное состояние (обозначено стрелкой на рис.6), вследствие нерadiационной передачи энергии. В таком случае происходит либо медленное ($\sim 10^{-4}$ с) испускание фотона из триплетного состояния, либо переход обратно в синглетное, за счет спонтанного получения тепловой энергии, и излучение с задержкой порядка 1 мкс. Впрочем, вклад таких процессов в люминесценцию составляет менее 10%. [6]

В трехкомпонентных сцинтилляторах, состоящих из основы (X), активатора (Y) и спектросмещающих добавок (Z) (рис.7), излучение происходит по схожему механизму. Ионизирующая частица возбуждает молекулы основы, энергия которых, нерadiационно переходит с помощью диполь-дипольного взаимодействия Фостера [2] в молекулы активатора, откуда уже излучается радиационно с длинами волн, находящимися в спектре поглощения спектросмещающих добавок. Добавки же, в свою очередь переизлучают полученную энергию в области чувствительности фотоприемника. Однако, стоит заметить, что для осуществления данного механизма первый возбужденный уровень активатора должен быть ниже чем у растворителя, а у добавок, соответственно, ниже чем у активатора. [4]

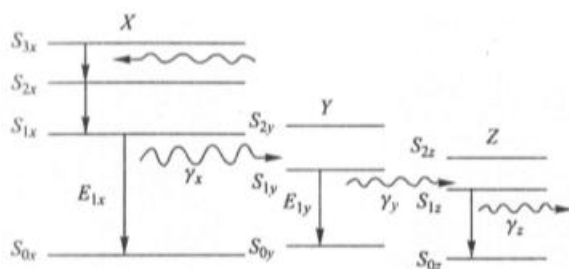


Рис.7 Механизм свечения органических сцинтилляторов в случае трехкомпонентного вещества.

Глава 2. Дифференциальный сцинтилляционный телескоп

2.1 Принцип работы ДСТ.

Описываемый в данной работе детектор устроен следующим образом:

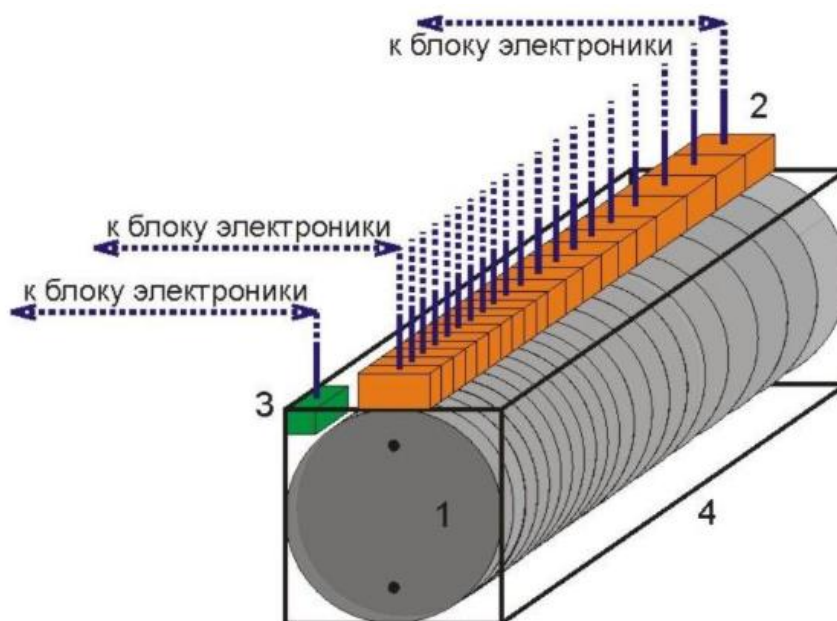


Рис.8 Основные элементы детекторного блока: 1 – набор сцинтилляционных дисков, 2 - SiPM, 3 – температурный датчик, 4 – защитно-монтажный корпус.

Он представляет собой сегментированный сцинтилляционный детектор, принцип работы которого основан на получении и анализе кривых ионизационных потерь частиц, проходящих сквозь сцинтилляционные пластины. В состав телескопа входит набор цилиндрических сцинтилляционных пластин, разделенных светоотражающим материалом.

Светосбор происходит отдельно с каждой пластины, причем далее в работе рассматриваются различные возможные варианты осуществления светосбора и их влияние на параметры детектора. В качестве светочувствительных элементов применяются кремниевые микропиксельные лавинные фотодиоды (далее SiPM). Их использование в данной работе обусловлено малыми размерами, низким уровнем шумов, а также возможностью регистрировать сигналы порядка нескольких фотонов. Более подробное описание SiPM будет дано далее.

Входное окно детектора может, как оставаться открытым, так и снабжаться различными фильтрами низкоэнергетичных частиц, такими как, например, бериллиевое напыление. [5]

В зависимости от конкретных задач геометрические размеры пластин могут быть изменены. Меньшая толщина позволяет получать большее энергетическое разрешение, путем детализации кривой потерь, при этом, однако, увеличивая количество необходимых SiPM, а также размер, вес и стоимость блока электроники. Из данных соображений в общем случае предполагается для регистрации низкоэнергетичной электронной компоненты расположить более тонкие пластины, толщиной ~2мм вблизи входного отверстия и увеличивать толщину до 5-10мм на противоположном конце детектора. При этом диаметр пластинаов предполагается порядка 2-5 см. Количество сцинтиллятора и, соответственно, полная длинна детектора может варьироваться в зависимости от требуемых диапазонов энергии. Согласно рис.№6 для полной остановки протонов энергии 100 МэВ достаточно 65мм антрацена.

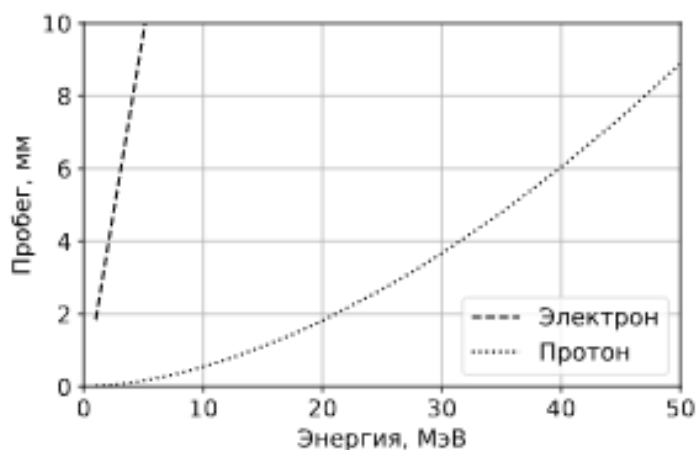


Рис.9 Длина пробега для протонов и электронов в антрацене.

Также, защитно-монтажный корпус предоставляет пассивную защиту от боковых частиц с энергиями до 20-40 МэВ для протонов и до 4 МэВ для электронов. В общем случае отсев боковых частиц и частиц, летящих под большим углом к плоскости входного отверстия, производится за счет проверки наличия сигнала в первой и последней пластине для каждого события, при этом не учитываются события, в которых сигнал на одной из этих пластин отсутствует.

В связи с нестабильностью потока солнечных космических лучей(СКЛ), во время процессов повышенной солнечной активности, таких как солнечные вспышки, количество

частиц, проходящих через детектор может превышать максимальное количество частиц, которое возможно регистрировать дискретно, в связи временем высвечивания сцинтиллятора и скорости работы электроники. Поэтому для детектора предусмотрены различные режимы работы. При скорости счета, позволяющей разрешать отдельные частицы, происходит обработка каждого события, а при большом потоке, сигнал накапливается некоторое время, после чего происходит обработка суммарного сигнала, позволяющая восстановить спектры отдельных частиц, попавших в детектор. Восстановление производится путем разложения суммарного спектра по полиномам Бернштейна с использованием функций удельных ионизационных потерь, полученных с помощью симуляций.

2.2 Свойства микропиксельных фотодиодов.

Для регистрации фотонов, выделенных в сцинтилляторе в данной установке, удобно использовать твердотельные кремниевые микропиксельные фотодиоды (SiPM). Обладая значительно меньшими размерами и ценой по сравнению с вакуумными фотоэлектронными умножителями SiPM так же способны регистрировать импульсное излучение малой интенсивности на уровне нескольких фотонов. SiPM являются полупроводниковыми детекторами фотонов, которые используют явление внутреннего фотоэффекта. Также в них при преобразовании светового сигнала происходит внутреннее усиление заряда за счет ударной ионизации под действием внешнего поля, что позволяет регистрировать слабые сигналы. Однако в случае приборов с большим внутренним усилением возникает также необходимость ограничивать гейгеровскую лавину с помощью внешних резисторов или электронных схем гашения. К недостаткам подобных систем можно отнести независимость амплитуды сигнала на выходе от величины воздействия и нечувствительность к внешним воздействиям во время нарастания гейгеровской лавины.

Конструктивно SiPM представляет собой совокупность одинаковых полупроводящих ячеек (p-n переходов), размера 30-100мкм, расположенных на единой подложке размерами 1х1-5х5 мм. К p-n переходам, расположенным в каждой ячейке, прикладывается одинаковое напряжение смещения, превосходящее напряжение пробоя p-n перехода на несколько вольт. Также ячейка должна содержать резистор для ограничения тока и ограничения лавины, возникающей от гейгеровского разряда. Как было указано выше, сигнал получаемый с отдельной ячейки логический и не зависит

от количества свободных носителей, вызвавших её срабатывание, но сигнал SiPM как целого как сумма сигналов от всех сработавших ячеек уже позволяет делать выводы об интенсивности внешнего воздействия. [8]

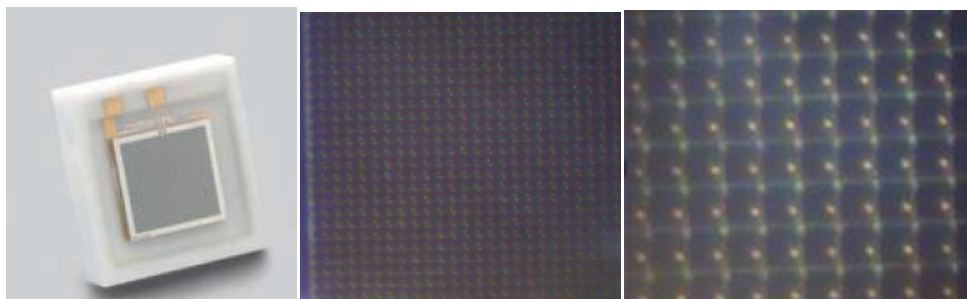


Рис.10 Внешний вид светочувствительных ячеек фотодиодов с различным увеличением.

SiPM обладает рядом характеристик, определяющих результаты его работы. К ним относятся эффективность регистрации, коэффициент усиления, уровень темнового счета, и динамический диапазон.

Важнейшей является эффективность регистрации. Численно её можно представить, как отношение среднего числа упавших на фотоприемник фотонов к среднему числу сработавших при этом ячеек. С технической же стороны её можно представить как произведение геометрической эффективности прибора A (вероятность того что фотон попадет в активную ячейку, а не в область между ними, определяемая отношением размеров ячейки и SiPM), квантовой эффективности QE (вероятность того что порожденный фотоном свободный носитель достигнет области в которой возможна ударная ионизация) и вероятности возникновения гейгеровской лавины от этого носителя ϵ (определяется разностью напряжения смещения и напряжения пробоя p-n перехода).

Типичные значения этих параметров достигают $A=30-80\%$ $QE < 90\%$ $\epsilon=30-40\%$

Коэффициент усиления SiPM можно представить следующей формулой:

$$K = C_{я} * \frac{(U - U_{пр})}{e}$$

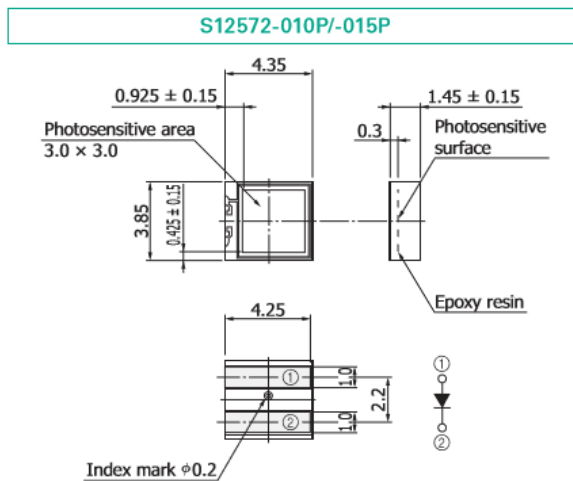
Где $C_{я}$ – емкость одной ячейки, $U - U_{пр}$ разность между напряжениями смещения и пробоя (перенапряжение). Типичное значение данных характеристик лежит в диапазонах $C_{я}=25-$

500фФ $U-U_{пр}=5-7\text{В}$ $K\sim 10^5-10^7$. Таким образом, разброс коэффициента усиления определяется производственным разбросом емкостей ячеек и их напряжений пробоя и обычно составляет менее 10%. Стоит заметить, что зависимость от перенапряжения является линейной, что позволяет использовать более грубую стабилизацию напряжения, чем для лавинных фотодиодов. [8]

Темновым счетом называется срабатывание ячеек в отсутствие световых сигналов. Оно может быть вызвано тепловой генерацией свободных носителей, генерация носителей в сильном электрическом поле или освобождение носителей от прошлых разрядов из ловушек в запрещенной зоне. Абсолютные значения темнового счета зависят от качества кремния, определяющего время жизни носителей, и размера области из которой носители могут попадать в область усиления. Типичные значения при комнатной температуре 0,5-2МГц/мм². Скорость темнового счета, как и эффективность регистрации, и коэффициент усиления, зависит от величины перенапряжения, что создает необходимость учитывать это при выборе рабочей точки для каждого конкретного SiPM. Также для уменьшения темнового счета можно использовать охлаждение детектора или электронную подстройку рабочего напряжения.

Динамический диапазон характеризует тот факт, что при высокой интенсивности входного сигнала появляется вероятность срабатывания ячейки от двух и более свободных носителей. В таком случае происходит насыщение, и выходной сигнал перестает зависеть линейно от входного. Данный параметр определяется геометрией SiPM и может быть измерен для каждой конструкции для дальнейших корректировок и учета насыщения сигнала. [8]

В данной работе при измерениях использовались фотодиоды Hamamatsu s12572-010p и s12572-015p, геометрические параметры которых приведены на следующем рисунке.



Tolerance unless otherwise noted: ± 0.1

Рис.11 Схема SiPM, использованных в данной работе. [4]

Эти фотодиоды относятся к группе высокоскоростных с широким динамическим диапазоном. Также, они обладают большим количеством пикселей (до 10^3 на мм^2), что позволяет использовать их в измерениях, где фоновый свет может вызывать зашумление.

В следующей таблице приведены подробные характеристики фотодиодов, используемых в данной работе. [4]

(Typ. Ta=25 °C, unless otherwise noted)

Parameter		Symbol	S12572		Unit
			-010C, -010P	-015C, -015P	
Effective photosensitive area		-	3 × 3		mm
Pixel pitch		-	10	15	μm
Number of pixels		-	90000	40000	-
Spectral response range		λ	320 to 900		nm
Peak sensitivity wavelength		λp	470	460	nm
Photon detection efficiency (λ=λp)*1		PDE	10	25	%
Breakdown voltage		VBR	65 ± 10		V
Operating voltage		Vop	VBR + 4.5	VBR + 4.0	V
Dark count*2	Typ.	-	1000		kcps
	Max.		2000		
Terminal capacitance		Ct	320		pF
Time resolution (FWHM)*3		-	500	400	ps
Temperature coefficient of operating voltage		-	60		mV/°C
Gain		M	1.35 × 10 ⁵	2.3 × 10 ⁵	-
Temperature coefficient of gain		-	1.6 × 10 ³	3.5 × 10 ³	/°C

*1: Photon detection efficiency does not include crosstalk and afterpulses.

*2: Threshold=0.5 p.e.

*3: Single photon level

Note: The last letter of each type number indicates the package type (C: ceramic, P: surface mount type).

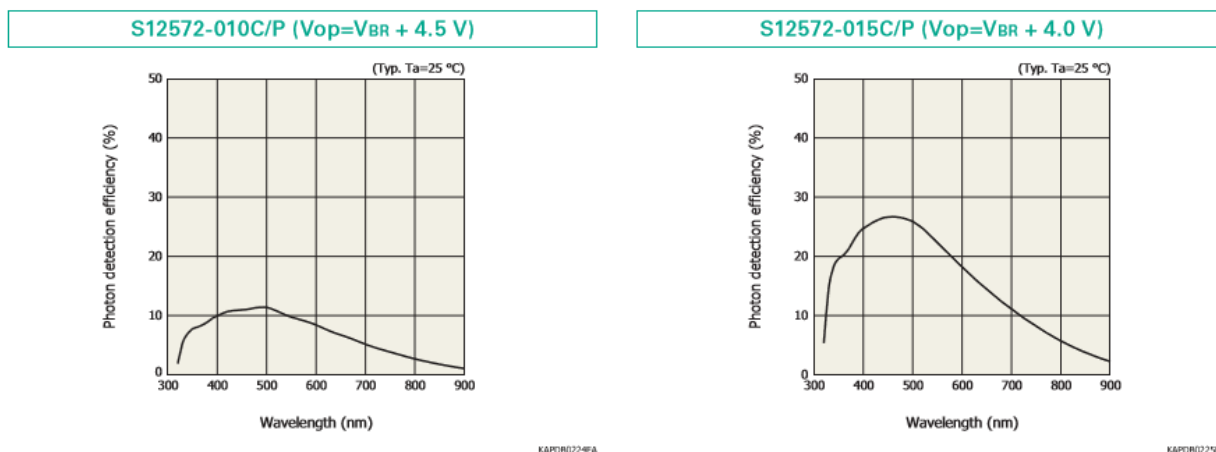


Рис.12 Основные характеристики использованных SiPM и графики спектральных зависимостей эффективности регистрации фотонов.

2.3 Принцип работы спектросмещающих волокон.

Для осуществления светосбора со сцинтилляционной пластины на SiPM, помимо прямого оптического контакта, также можно использовать спектросмещающие волокна. Свет, полученный в сцинтилляторе после прохождения заряженной частицы, для передачи в ФЭУ и дальнейшей регистрации частично поглощается во вклеенном спектросмещающем волокне, переизлучается в области близкой к области максимальной чувствительности фотодиода и передается на ФЭУ посредством полного внутреннего отражения от оболочек волокна.

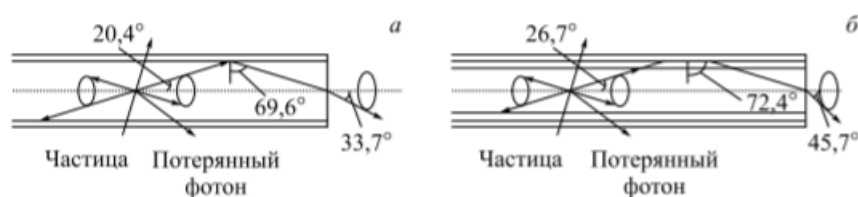


Рис.13 Схема распространения света в одно-(слева) и двухоболочечном(справа) волокне. [2]

Производятся волокна с различным количеством светоотражающих оболочек (в основном с одной или двумя), с круглым или квадратным сечением, диаметром волокна порядка 0,2-3 мм и толщиной оболочки порядка 2% от толщины волокна. С целью

эффективного сбора света механизмом полного внутреннего отражения показатель преломления частей оптоволокна падает от основы к внешним оболочкам.

Наиболее популярным материалом для сердцевины волокна является полистирол, тогда как для оболочек используется, как правило, РММА (полиметилметакрилат). Для внешних оболочек двухоболочечных волокон также часто используются фторированные полимеры. Также в отдельных случаях для отдельной светоизоляции волокон, находящихся рядом возможно применение дополнительных оболочек.

Также, спектросмещающие волокна обладают большей прозрачностью к собственному излучению, нежели сцинтилляторы и в их состав часто включаются добавки с частично перекрывающимися спектрами излучения/поглощения. Это приводит к переизлучению длинноволновой части спектра, и поглощению более коротких волн, что, в общем, приводит к увеличению длины затухания волокна. Помимо этого, для уменьшения потерь света при передаче на протяженные расстояния спектросмещающее волокно соединяется с оптическим волокном того же диаметра. Длина затухания в спектросмещающих волокнах составляет порядка 5 метров, тогда как в оптических, порядка 10. [2]

В работе использовались волокна Kuraray-Y11 осуществляющие сдвиг в зеленой части спектра. Данные волокна обладают достаточной прочностью и длиной затухания порядка 3.5м. Далее, на Рис.14 изображены графики их основных характеристик.

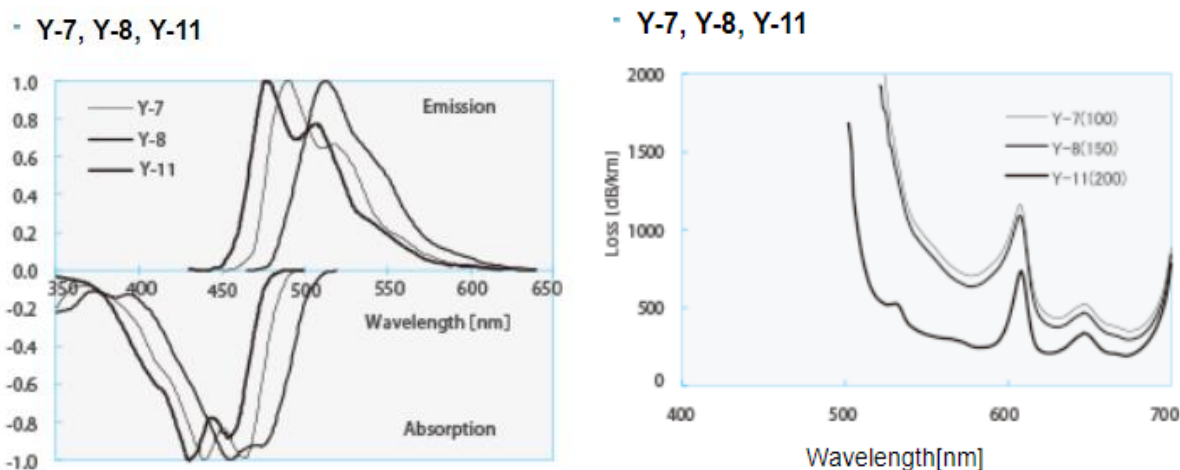


Рис.14 Спектры поглощения и испускания (слева), удельные трансмиссионные потери спектросмещающих волокон Kuraray. [9]

Глава 3. Измерение параметров сцинтилляционных пластин

3.1 Обоснование необходимости исследований.

В процессе разработки схемы дифференциального сцинтилляционного телескопа, в связи с малыми размерами и требуемой надежностью конструкции возникла необходимость в анализе различных методов осуществления светосбора с помощью SiPM. Были рассмотрены прямой оптический контакт и соединение посредством спектросмещающих волокон. В первом случае, SiPM крепится напрямую к скосу соответствующего ему размера, который находится на ребре сцинтилляционной пластины. Во втором, светосбор осуществляется с помощью спектросмещающих волокон, вклеенных в круглую канавку глубиной 1мм с задней стороны пластины (см. Рис.15). Важно было получить вариант, обеспечивающий максимальную однородность световыхода, а также, по возможности, большой и легко регистрируемый на данном оборудовании сигнал или, по крайней мере, оценить его величину для подбора микроканальных фотодиодов соответствующей чувствительности.



Рис.15 Сцинтилляционные пластины с вклеенными спектросмещающими волокнами.

Также для количественной оценки набранных данных и измерения величины ионизационных потерь частиц, проходящих сквозь сцинтиллятор в абсолютных единицах следует провести калибровку фотодиодов.

Помимо этого, в связи с планируемой возможностью применения детектора в космосе, возникает необходимость исследования поведения фотодиодов и их коэффициента усиления при различных температурах. В зависимости от полученных

результатов возможно дополнение конструкции детектора модулями, стабилизирующими его температуру или другие параметры, такие как, например, напряжение на фотодиодах.

3.2 Экспериментальная установка для исследования параметров пластин.

Для исследования параметров сцинтилляционных пластин, таких как амплитуда и неоднородность светосбора была собрана установка, приведенная на рисунке 16

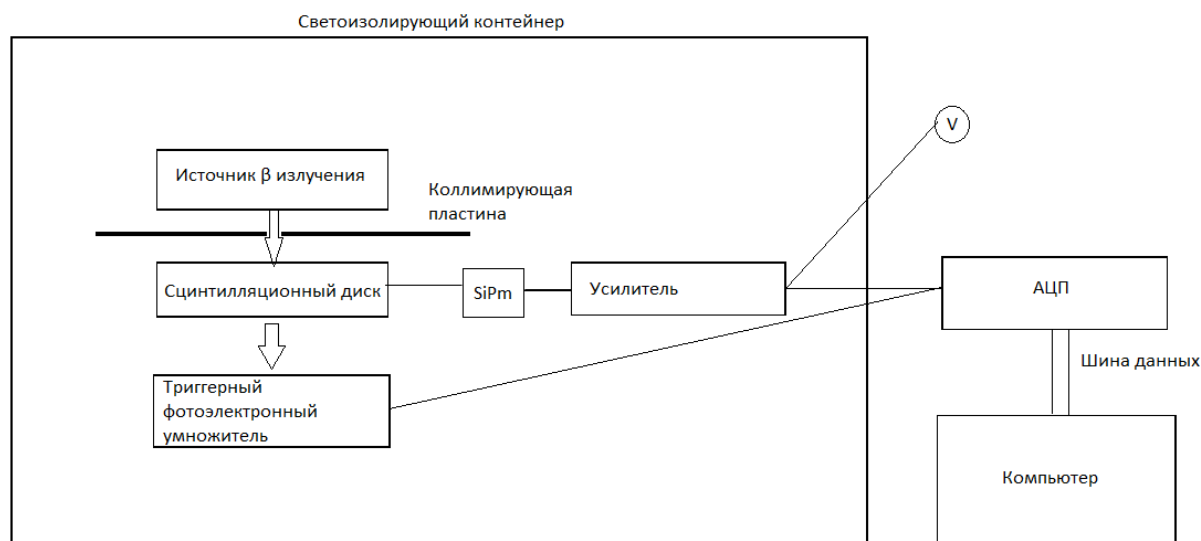


Рис.16 Схема экспериментальной установки для исследования характеристик сцинтилляционных дисков.

Принцип работы данной установки можно объяснить следующим образом. Источник β частиц, находящийся в изолированном от света контейнере излучает электроны проходящие сквозь сцинтилляционный диск, в результате чего создается световой импульс, регистрируемый SiPM через оптический контакт (напрямую или посредством спектросмещающих волокон). Обратное напряжение смещения на SiPM создается внешним блоком питания и измеряется вольтметром подключенными к диоду. Далее, сигнал проходит через низкошумовой зарядовый усилитель и поступает на аналоговый вход амплитудно-цифрового преобразователя (АЦП). Также на АЦП поступает триггерный сигнал с фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), порождаемый частицами, полностью проходящими сцинтилляционный диск. Это позволяет отсеять часть событий с особенно низкими энергиями или большими углами отклонения от вертикали. После этого усиленный и отфильтрованный триггером сигнал с SiPM поступает через шину USB на компьютер для дальнейшей обработки.

Светоизоляция необходима для регистрации слабых световых импульсов, а также для замедления износа светочувствительных компонент установки, таких как SiPM или фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Также стоит заметить, что в связи тем, что источник β излучения и исследуемый сцинтилляционный пластина обладают сравнимыми размерами, для измерения неоднородности светосбора необходимо использовать коллиматор, обрезаящий излучаемый пучок.

Оцифровка производилась с помощью быстрого АЦП CAEN DT 5742 изображенного на рисунке 17, на котором также изображена форма сигнала.

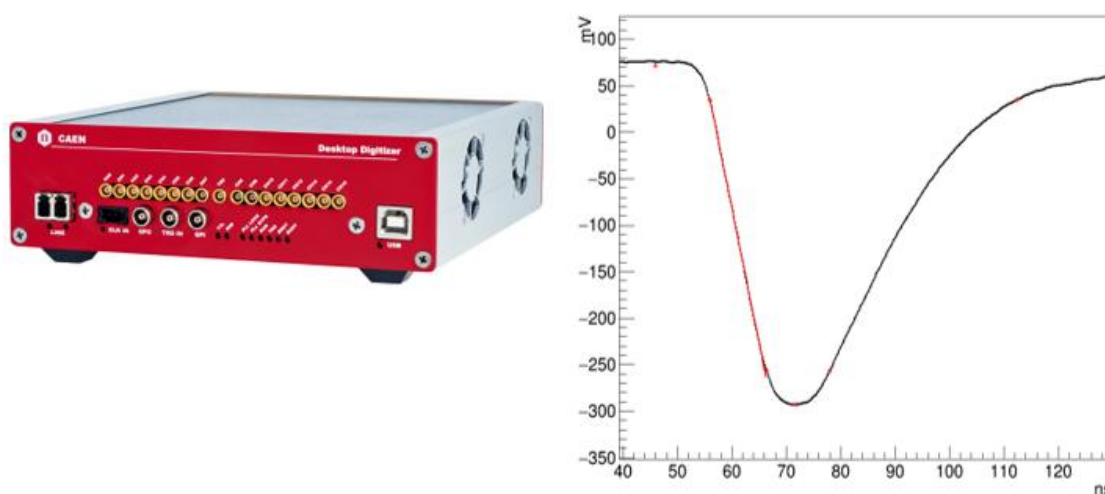


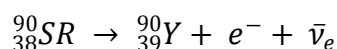
Рис.17 Слева быстрый АЦП CAEN DT 5742, справа характерная форма получаемого сигнала.

Данный АЦП способен принимать сигнал в динамическом диапазоне 1Vpp и производить оцифровку с частотой до 5ГГц, что соответствует расстоянию между точками временной зависимости сигнала в 200пс.

Для проводимых на данной установке измерений ключевым является её возможность регистрировать сверхслабые световые импульсы порядка одного фотона, что в свою очередь позволяет получать амплитудные спектры с четко выраженными и разделенными пиками, соответствующими событиям, в которых регистрируются один, два, три и так далее фотоэлектрона соответственно. Подобная чувствительность позволяет проводить калибровку фотодиодов, ставя в соответствие фотону среднее количество каналов, которое он активирует (коэффициент усиления), а также исследовать различные зависимости коэффициента усиления, например, температурные. Однако необходимость

подобной чувствительности накладывает ограничения на величину шума, создаваемую таким компонентом установки, как зарядовый усилитель. Требуемая величина шума порядка 10^3 электронов (при набираемой статистике порядка 10^4 событий) достигается в нашем случае при использовании зарядочувствительного усилителя с коэффициентом усиления 300 и полосой пропускания 300 МГц. Подобная ширина полосы пропускания дает возможность производить с его помощью не только амплитудные, но и временные измерения.

Также, для получения потока частиц достаточного для набора достаточной статистики (~10000 событий в каждом сеансе), в установке использовался дисковый источник β частиц, основанный на распаде:



Данный источник представляет керамическую или графитовую матрицу, насыщенную изотопом ${}^{90}\text{Sr}$ и заваренную в капсулу из алюминия или нержавеющей стали.

3.3 Результаты измерений амплитуды и неоднородности световыхода.

С целью анализа результатов дальнейших измерений была проведена калибровка шкалы АЦП в абсолютных единицах (количестве фотоэлектронов). В её процессе были получены амплитудные спектры для сцинтилляционной пластины, обладающей низким световыходом. Пример подобного спектра приведен на Рис.18.

На данном рисунке четко видны пики, соответствующие событиям, сопровождаемым выделением в сцинтилляторе одного, двух и трех фотоэлектронов соответственно. Таким образом, определив координату пика и разделив на соответствующее ему количество фотоэлектронов можно получить калибровочный коэффициент усиления, дающий возможность анализировать спектры, получаемые далее.

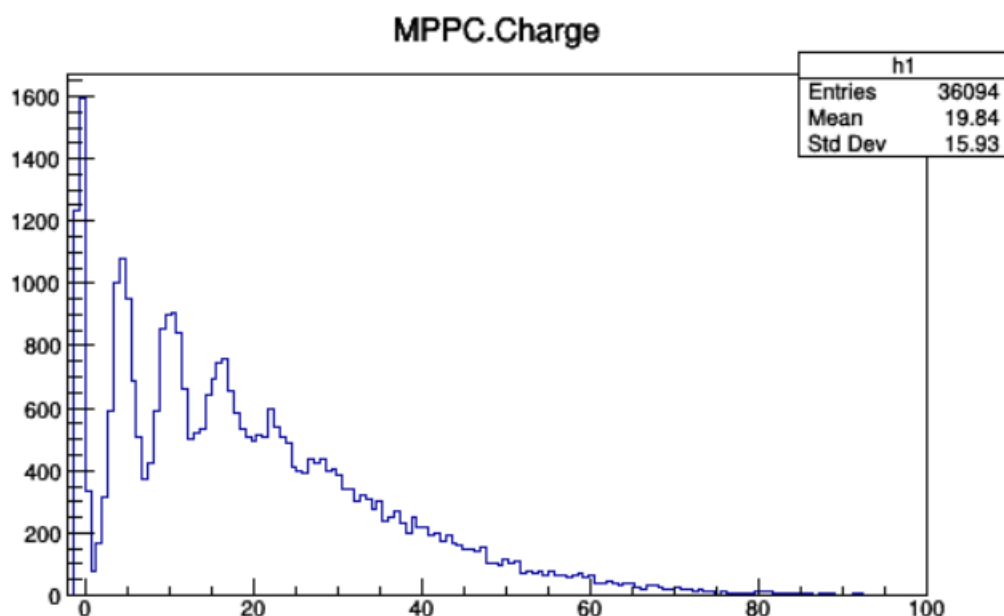


Рис.18 Амплитудный спектр источника β – излучения.

В рамках проектирования конструкции телескопа были исследованы амплитуды и неоднородности световыхода в сцинтилляционных пластинах при различных методах съема сигнала фотодиодом. Методы показаны на рисунке ниже: прямой оптический контакт и контакт через вклеенное спектросмещающее волокно. Амплитуда световыхода была измерена в точках, указанных на рисунке цифрами.

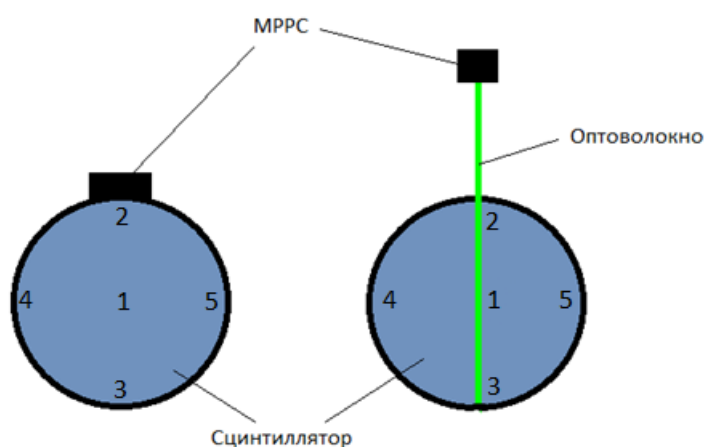


Рис.19 Схема сцинтилляционных шайб с различным креплением фотодиода с обозначением мест исследования неоднородности светосбора. (вид сверху)

В процессе исследования были получены гистограммы (рис. 17) иллюстрирующие амплитудные спектры с характерными пиками, по положению которых определялся

световыход. На рисунке показаны спектры, соответствующие положениям 2 и 4 для прямого светосбора (сверху, справа налево) и соответствующие положениям 1 и 4 для светосбора через спектросмещающее волокно (снизу, справа налево). Из изменения положения пиков можно уже делать выводы о неоднородности светосбора, однако для получения значений амплитуды нужно также учитывать результаты предварительно проведенной калибровки.

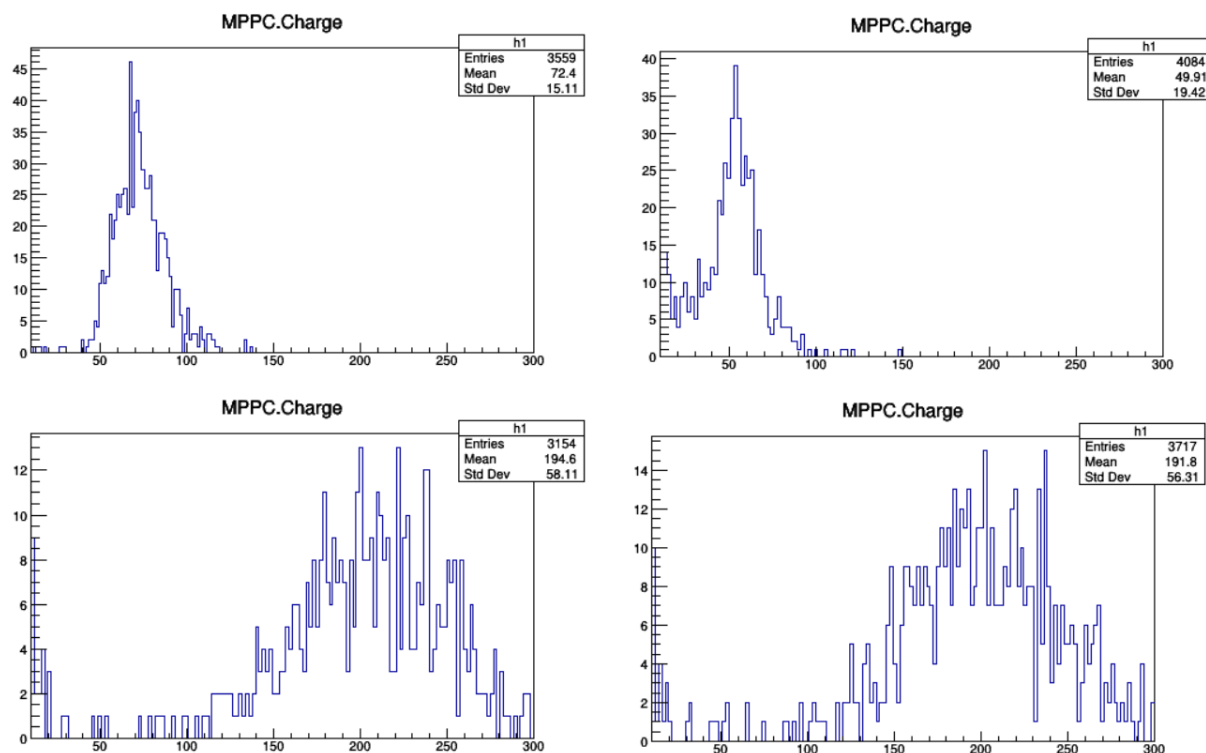


Рис.20 Амплитудные спектры фотодиода SiPM s12572-015p при различных методах крепления и различных положениях коллиматора

Зависимость светосбора от положения коллиматора с использованием SiPM s12572-010p

V=70,98В N=4фотозлектрона/ch	Прямое соединение		Оптоволокно	
№	Ch	Фотозлектроны	Ch	Фотозлектроны
1	130	33	40	10
2	137	34	43	11
3	104	26	37	9
4	93	23	37	9
5	94	24	40	10

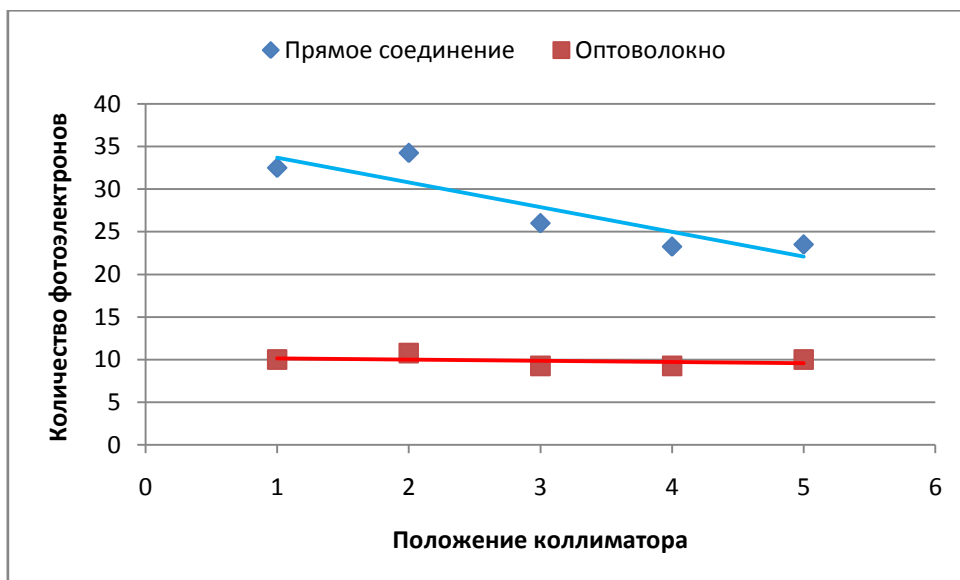


Рис.21 Зависимость амплитуды световыхода от положения коллиматора для SiPM s12572-010p.

Зависимость светосбора от положения коллиматора с использованием SiPM s12572-015p

V=68,5		Прямое соединение N=4/3 фотоэлектрона/ch		Оптоволокно N=5 фотоэлектронов/ch	
№	Ch	Фотоэлектроны	Ch	Фотоэлектроны	
1	71,5	95	205	41	
2	102	136	212	42	
3	57	76	202	41	
4	47	63	200	40	
5	52	69	203	41	

Где V рабочее напряжение SiPM, а N калибровочный коэффициент.

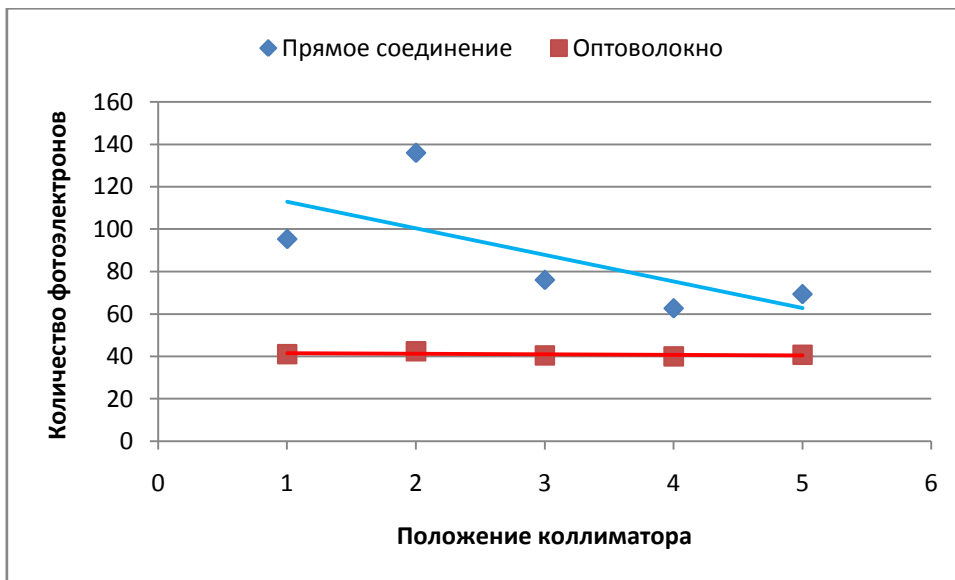


Рис.22 Зависимость амплитуды световыхода от положения коллиматора для SiPM s12572-015p.

Из приведенных выше графиков видно, что прямой оптический контакт обеспечивает, в среднем, в 2 раза больший световыход, однако имеет неоднородность световыхода порядка 20%, тогда как контакт через спектросмещающее волокно обеспечивает однородность порядка фотоэлектрона. Исходя из данных соображений, в лабораторном прототипе светосбор осуществляется вторым методом.

3.4 Исследование температурных зависимостей фотодиодов

В связи с тем, что описываемый в работе детектор проектируется для работы в космосе, также было важно провести исследования параметров фотодиодов при различных температурах. Для этого были сняты амплитудные спектры фотодиодов, установленных на сцинтилляционные пластины дающие малый световыход, что обеспечивает наблюдение пиков, соответствующих событиям с малым выделением фотонов начиная с одного.

Установка, использованная для проведения измерений аналогична установке для измерения неоднородности световыхода (гл.3.2) за исключением того, что в роли светоизолирующего контейнера выступал хладотермостат позволяющий регулировать температуру исследуемых образцов. Также в связи с большими размерами сцинтилляционных пластин в данной установке не нужен коллиматор.

Для измерения зависимости коэффициента усиления от температуры были набраны амплитудные спектры, при различных температурах в диапазоне 5-40 °С. Типичный вид полученных спектров приведен на рисунке 23

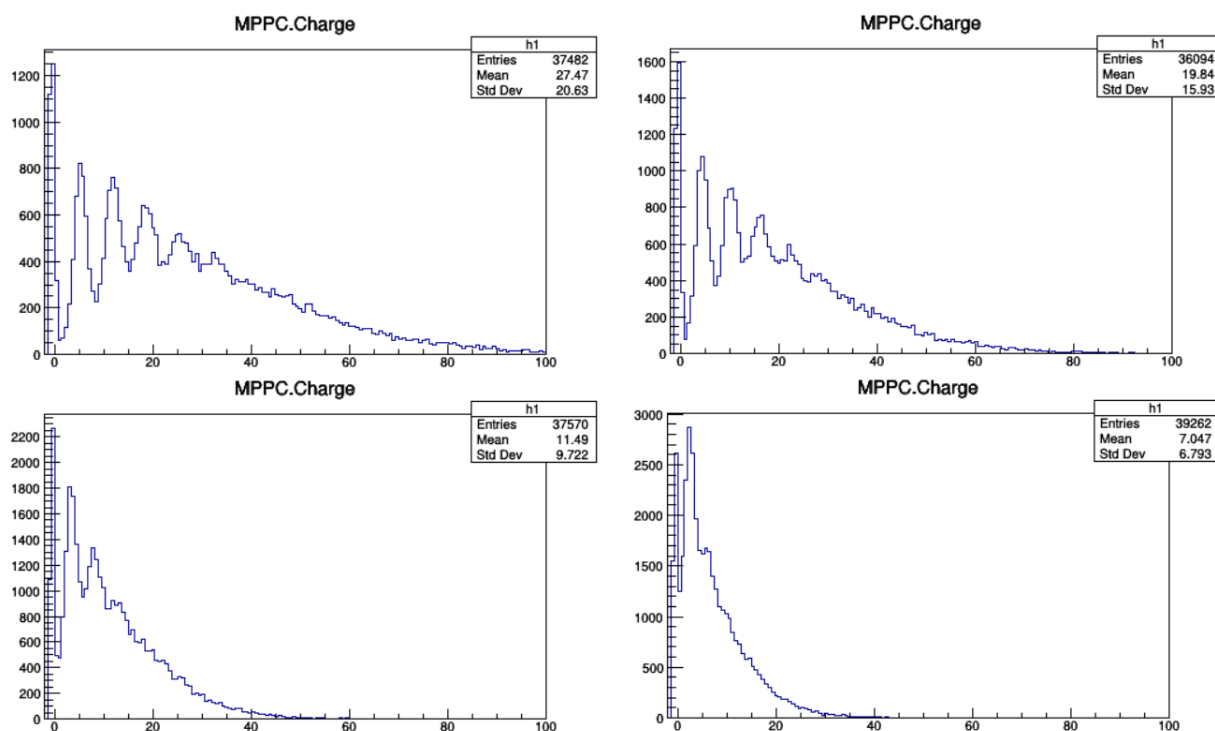


Рис.23 Амплитудные спектры фотодиода MPPC s12572-015p при различных температурах (от низких к высоким).

Как видно, при повышении температуры положение одно-, двух-, трех- фотоэлектронных пиков смещается и осложняется разрешение отдельных пиков, что свидетельствует о понижении коэффициента усиления, который можно определить таким образом: заряд в пике равен $Q = M_1 M_2 e$, где M_1 коэффициент усиления SiPM, M_2 коэффициент усиления усилителя, равный 300, и e элементарный заряд, тогда как с другой стороны тот же заряд $Q = kN$, где k цена деления АЦП, равная 0,25 пКл/канал и N положение середины пика.

Таким образом, легко определить коэффициент усиления SiPM соответствующий каждому полученному спектру. Главная сложность возникает в определении положения пика т.к. в связи с шумами усилителя и малой квантовой эффективностью SiPM пики уширяются и даже могут сливаться.

Стоит заметить, что при повышении температуры также увеличивается вероятность термоэмиссии фотоэлектрона и, как следствие, растет темновой ток, что и иллюстрирует заметное изменение ширины пиков на рисунке 23

С другой стороны, наличие температурной зависимости коэффициента усиления SiPM можно понять, исходя из его устройства. Активная область SiPM состоит из матрицы независимых пикселей, для каждого из которых справедливо равенство

$$G = \frac{C}{q_e} (U - U_{проб}) \quad (1)$$

Где G коэффициент усиления, C емкость отдельного пикселя, q_e элементарный заряд, U приложенное напряжение, а $U_{проб}$ напряжение пробоя.

Продифференцировав данное выражение по температуре, получим:

$$\frac{dG}{dT} = -\frac{C}{q_e} \times \frac{dU_{проб}}{dT} \quad (2)$$

Отсюда видно, что температурная зависимость коэффициента усиления обусловлена температурной зависимостью напряжения пробоя, то есть вероятностью возникновения электронной лавины. Объяснить это можно тем, что часть энергии электронов рассеивается на фононах кристаллической решетки полупроводника, причем тем большая часть энергии теряется, чем большей энергией обладают фононы. Таким образом, коэффициент усиления, как и энергия фононов, пропорционален температуре.

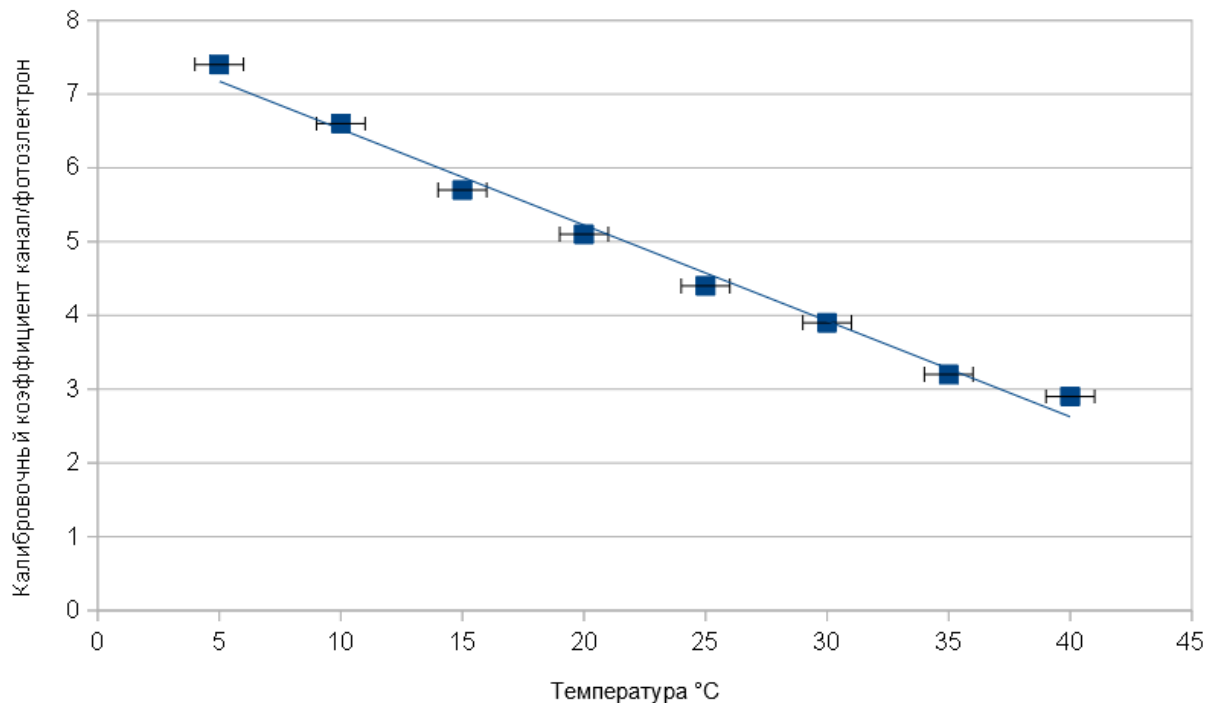


Рис.24 Температурная зависимость коэффициента усиления.

Из измеренных данных видно, что коэффициент зависит от температуры линейно и обратно, что иллюстрирует формулу (2). Тангенс угла наклона данной прямой характеризует так называемый абсолютный температурный коэффициент, равный в данном случае $k = 0,13$

Однако на практике важнее знать относительное изменение коэффициента усиления:

$$k_t = \frac{1}{G} \times \frac{dG}{dT} \times 100\%$$

Данный коэффициент зависит от начального усиления, заданного при определенной температуре.

Принимая за начальное усиление, усиление, полученное при 25°C , получим относительный коэффициент равный $k_t = \frac{0,13}{4,4} = 3\%$

Так как в зависимости от величины регистрируемых сигналов изменяется необходимый коэффициент усиления и, соответственно, относительный коэффициент усиления возникает потребность температурной стабилизации для поддержания коэффициента на постоянном уровне $\sim 1\%$.

Существуют различные способы достижения данной цели, такие как продувка модулей сжатым воздухом постоянной температуры или использование термоэлектрических элементов, однако в связи со спецификой телескопа, обозреваемого в данной работе наиболее удобным, является стабилизация за счет изменения подаваемого на SiPM напряжения. Для использования данного метода был экспериментально получен график (Рис.25) рабочего напряжения на SiPM при разных температурах для поддержания коэффициента усиления постоянным.

Ошибка данного метода зависит от неточности выбора точки отсчета для абсолютного коэффициента усиления, так что в качестве точки отсчета были выбраны паспортные рабочее напряжение и, соответственно, коэффициент усиления. Далее изменялась температура, и подбиралось напряжение, соответствующее тому же коэффициенту усиления.

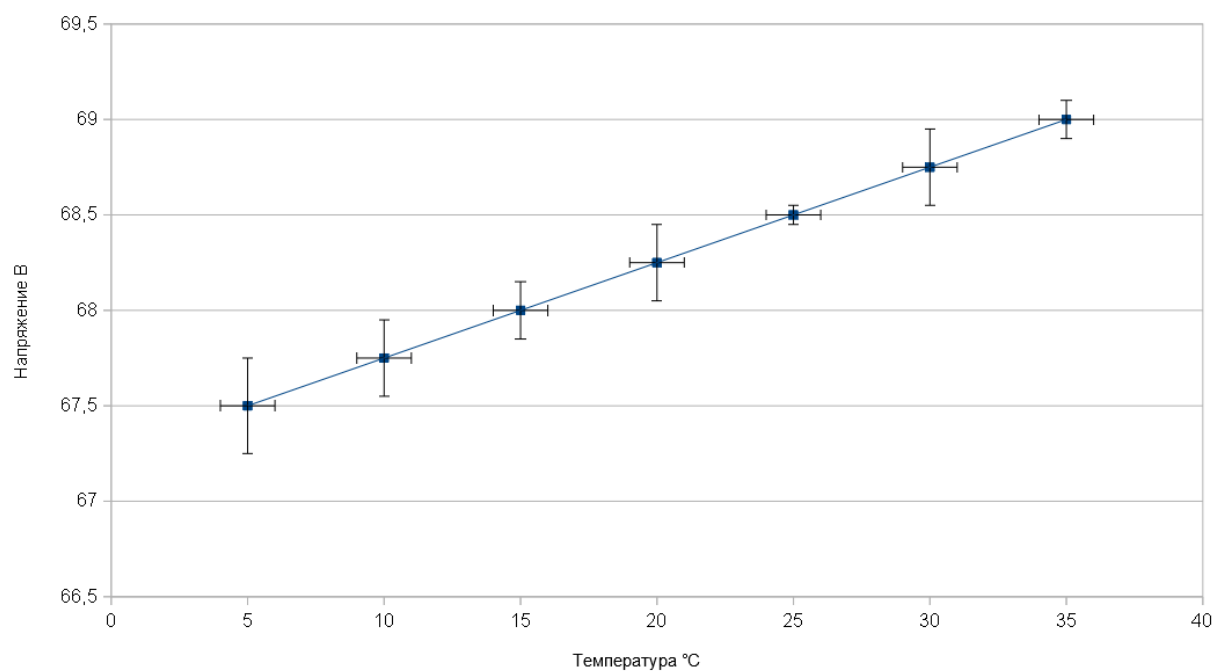


Рис.25 Температурная зависимость рабочего напряжения для поддержания постоянного коэффициента усиления.

Исходя из полученной зависимости, для поддержания постоянного коэффициента усиления требуется подстройка рабочего напряжения на уровне 50 мВ/°C.

Глава 4. Рабочий прототип ДСТ

4.1 Конструкция рабочего прототипа ДСТ.

С целью проверки работоспособности представленной выше схемы детектора был собран лабораторный прототип, показанный на рисунке ниже.

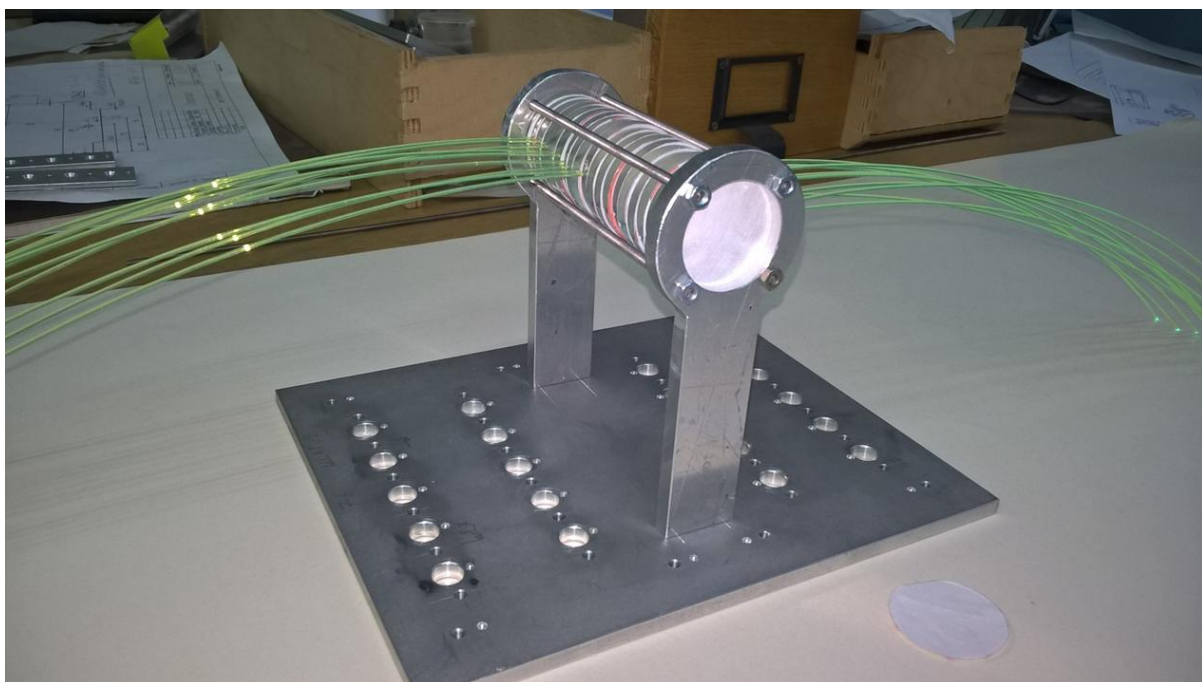
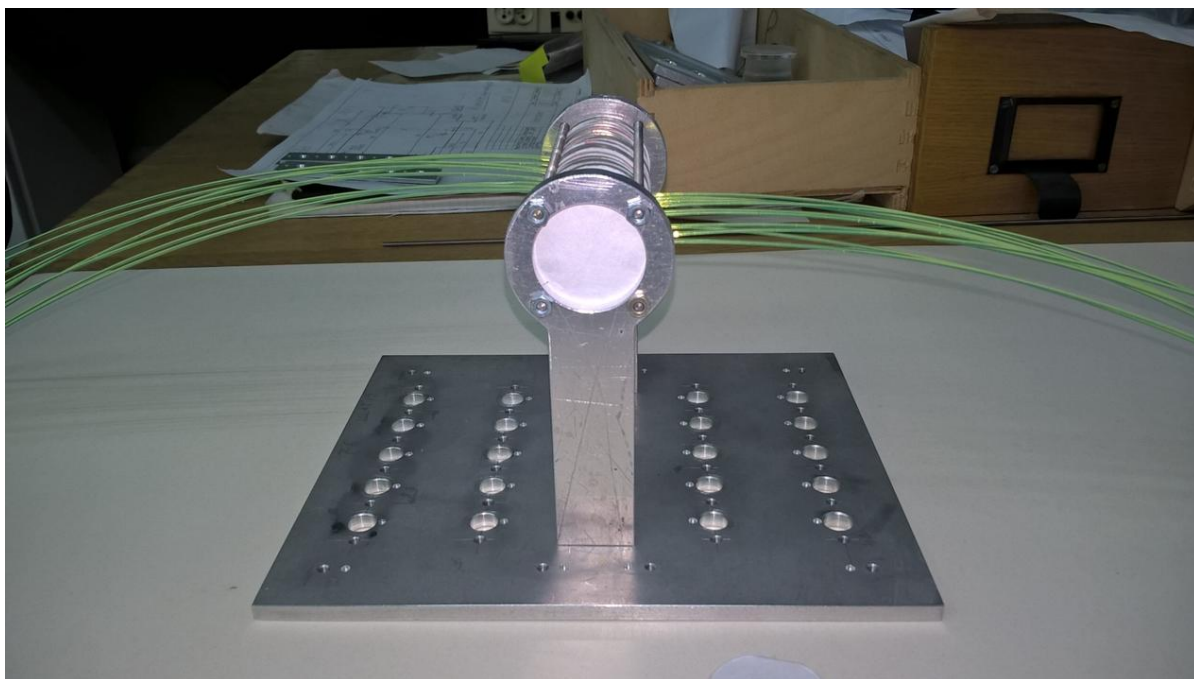


Рис.26 Лабораторный прототип сцинтилляционного телескопа в процессе сборки

Прототип выполнен на металлическом основании с отверстиями, которые соответствуют SiPM, расположенным в блоке электроники, закрепляемом с другой стороны основания. К SiPM подведены отдельные светоизолированные спектросмещающие волокна от каждой сцинтилляционной пластины. Для прототипа были использованы 20 пластин цилиндрической формы, диаметром 3см и толщиной 3мм. Также пластины разделены светоизолирующим материалом.



Рис. 27 Собранный лабораторный прототип.

4.2 Результаты тестов на рабочем прототипе

На прототипе были произведены следующие серии наборов данных

- На космических мюонах, с запуском от любого из аналоговых сумматоров и порогом дискриминатора 8мв.
- На космических мюонах, с запуском от любого из аналоговых сумматоров и порогом дискриминатора 5мв.
- На космических мюонах, с запуском от совпадения сигнала аналоговых сумматоров и порогом дискриминатора 5мв.
- С источником бета излучения расположенном, сверху с запуском от любого из аналоговых сумматоров и порогом дискриминатора 5мв.
- С источником бета излучения расположенном, снизу с запуском от любого из аналоговых сумматоров и порогом дискриминатора 5мв.

Набор данных производился на 20 каналах, соответствующих сцинтилляционным пластинам детектора, с помощью двух АЦП CAEN DT 5742, обрабатывавших по 10 каналов каждый.

Для данных набранных во второй серии анализ был проведен следующим образом. Первичная обработка бинарных файлов в файлы root была произведена программой digdataprocessing на компьютере установки. Из амплитудных спектров, содержащихся в root файлах, было найдено, для каждой, пластины количество зарегистрированных событий и среднее энергосодержание (координата пика, приближенного распределением гаусса) в каналах. Чтобы не учитывать мюоны, летящие под малым углом данные, находились с условием наличия сигнала, помимо исследованной пластины, также на первой и последней.

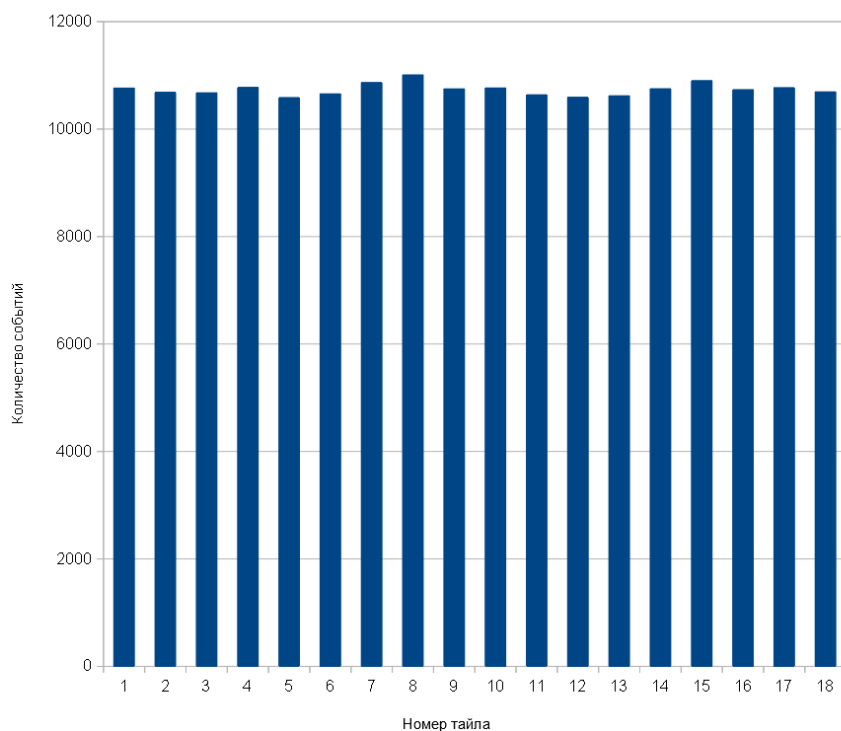


Рис.28 Зависимость количества зарегистрированных частиц от номера пластины.

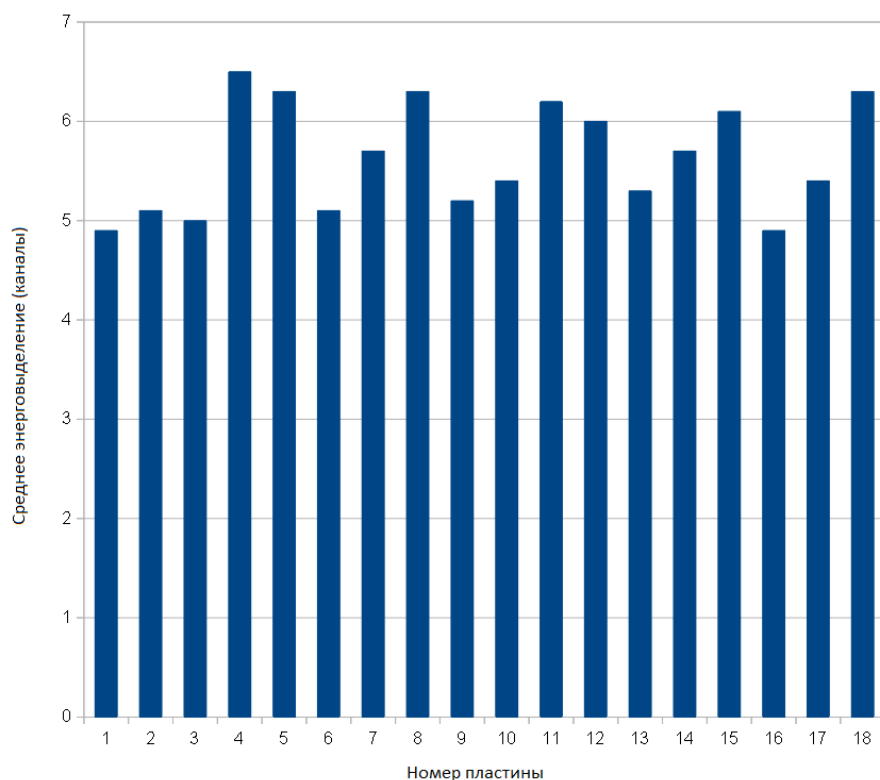


Рис.29 Среднее энерговыделение в зависимости от номера сцинтилляционной пластины.

Исходя из ранее полученных калибровок для подобных фотодиодов, можно предположить, что неоднородность на второй диаграмме вызвана характеристиками диодов и, в целом, соответствует ~ 2 выделяемым фотоэлектронам для каждой пластины.

Данные гистограммы иллюстрируют, что подавляющее большинство частиц, зарегистрированных детектором имели энергию достаточную, чтобы пройти его полностью без значительного изменения удельных ионизационных потерь, что соответствует тому, что в данной серии измерений через детектор проходили космические мюоны.

Далее приведен анализ данных полученных в серии измерений с источником β излучения, расположенном сверху.

Для данного набора данные были получены аналогично, за исключением того, что из-за высокой скорости счета произошла рассинхронизация АЦП и были исследованы только данные с первых 10 каналов.

На верхней пластине был получен следующий амплитудный спектр. Пики могут иллюстрировать большое количество электронов от источника двух разных уровней энергии, останавливающихся в первой пластине и проходящих ее.

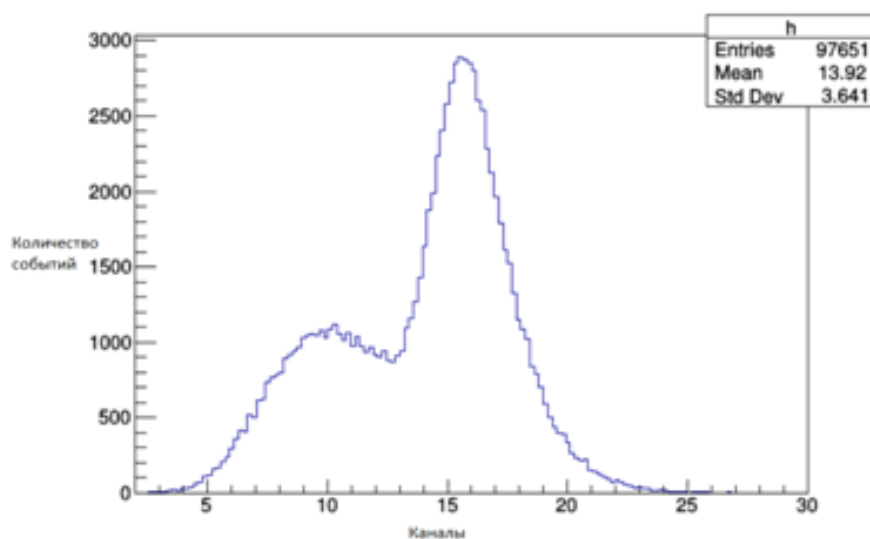


Рис.30 Амплитудный спектр электронов от β источника, полученный на ближайшей к источнику пластине детектора.

Из спектров подобного вида аналогично обработке предыдущего сеанса получено распределение количества событий по пластинам. На нем виден резкий спад, свидетельствующий о большом количестве электронов низких энергий,

останавливающихся в верхних пластинах и на два порядка меньшем количестве космических мюонов, проходящих детектор насквозь.

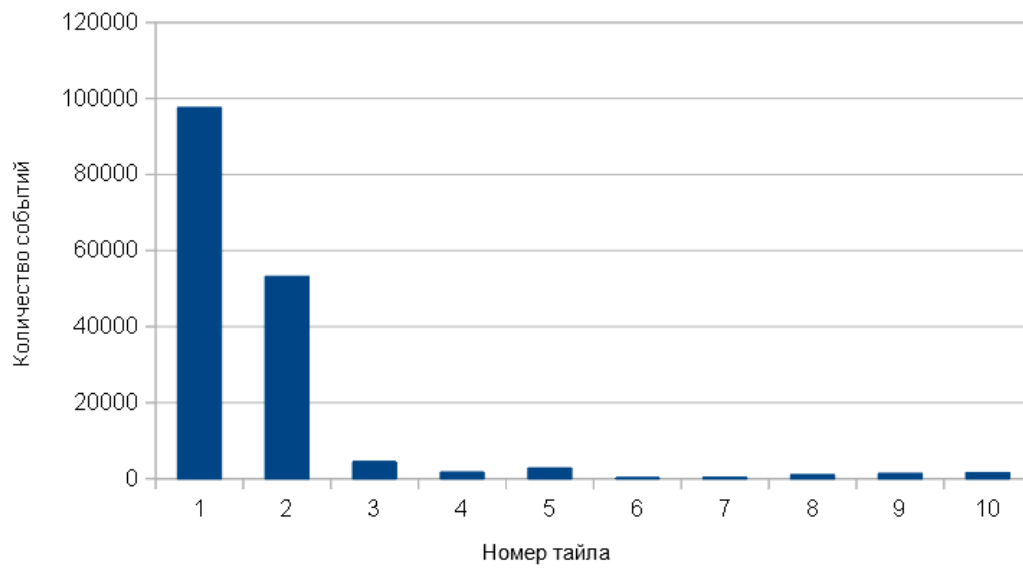


Рис.31 Распределение количества частиц, зарегистрированных детектором в серии с использованием источника бета излучения.

Исходя из полученных результатов, можно сделать вывод о возможности регистрировать электроны низких энергий ($\sim 2\text{МэВ}$) с помощью данного детектора.

Заключение

Данная работа была посвящена разработке и испытанию компактного сегментированного сцинтилляционного детектора низкоэнергетичных ионов и электронов. Создание подобной установки позволяет осуществлять мониторинг солнечных космических лучей в различных точках гелиосферы с целью их изучения и планирования космических миссий с учетом воздействия СКЛ.

В процессе работы были выполнены следующие задачи:

1. Создана установка для изучения параметров микропиксельных лавинных фотодиодов (SiPM) и сцинтилляционных пластин, включающая в себя каналы сбора информации, аналогово-цифровой преобразователь и персональный компьютер для обработки данных.
2. Освоена программа обработки амплитудных спектров, полученных быстрым аналогово-цифровым преобразователем.
3. Исследованы величина и однородность светосбора для отдельных сцинтилляционных пластин. При этом рассмотрены различные варианты осуществления светосбора, такие как прямой оптический контакт и клеенные спектросмещающие волокна. Получено что образец с прямым оптическим контактом обеспечивает светосбор больший в 2-3 раза, но имеет неоднородность порядка 20%, тогда как образец с спектросмещающим волокном обеспечивает однородность светосбора до 1-2%.
4. Измерения из п.3 проведены для двух SiPM с различной квантовой эффективностью и результаты, полученные выше подтверждены.
5. Исследованы зависимости коэффициента усиления SiPM от температуры и рабочего напряжения, с целью разработки методов стабилизации коэффициента усиления в реальных условиях. Получен абсолютный температурный коэффициент порядка 3%. Данная температурная зависимость может быть скомпенсирована подстройкой рабочего напряжения SiPM на уровне 50 мВ/°С.
6. Создан экспериментальный прототип детектора, обсуждаемой в работе конструкции, состоящий из 20 сцинтилляционных пластин диаметром 3см и толщиной 3мм.
7. Проведены измерения на экспериментальном прототипе детектора. В процессе обработки данных продемонстрирована возможность регистрации детектором электронов энергий порядка 2МэВ и космических мюонов.

Список использованной литературы

1. Л.И. Мирошниченко Успехи физических наук Том 188 №4
2. Ю.Н. Харжеев Физика элементарных частиц и атомного ядра Том 46 №4
3. Bert Bekker Bachelor thesis applied physics
4. MPPC Modules Hamamatsu photonics K.K.
5. Schiller Q., Mahendrakumar A., Li X., REPTile A Miniaturized Detector for a CubeSat Mission to Measure Relativistic Particles in Near-Earth Space
6. Ю.В. Акимов Фотонные методы регистрации излучений
7. J.E.Turner Atoms radiation and radiation protection
8. С.Клемин Ю.Кузнецов Л.Филатов Кремниевый фотоэлектронный умножитель.
9. Wavelength Shifting Fibers <http://kuraraypsf.jp/psf/ws.html>
10. В.А. Краснов Многослойный сцинтилляционный спектрометр заряженных пионов
11. НИИЯФ МГУ Факторы космического полета