

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА**

На правах рукописи

КЛИМОВ ПАВЕЛ АЛЕКСАНДРОВИЧ

**ОРБИТАЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

Специальность 01.04.23 – физика высоких энергий

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель –

Доктор физико-математических наук

Хренов Б. А.

Москва

2009 год

Оглавление

Оглавление	2
Введение	4
Глава 1. Космические лучи предельно высоких энергий и методы их регистрации.....	7
1.1 Проблемы происхождения КЛ ПВЭ.....	9
1.1.1 Энергетический спектр. ГЗК – предел	9
1.1.2 Проблема источников и анизотропии КЛ ПВЭ.....	13
1.2 Современная экспериментальная техника регистрации КЛ ПВЭ	17
1.2.1 AGASA – наземная установка регистрирующая ШАЛ.	17
1.2.2 HiRes – наземная установка флуоресцентного свечения ШАЛ.....	18
1.2.3 Pierre Auger Observatory – наземная установка гибридного типа.....	20
1.3 Обсуждение современных экспериментальных данных	22
1.4 Проекты космических экспериментов по изучению КЛ ПВЭ. Орбитальный детектор ТУС.....	31
1.4.1 Физические основы наблюдения частиц КЛ ПВЭ как флуоресцирующего трека в атмосфере Земли.....	31
1.4.2 Современные орбитальные проекты.	35
1.4.2 Орбитальный детектор «ТУС».....	38
Глава 2. Интенсивность ультрафиолетового свечения ночной атмосферы.....	44
2.1 Мировые данные по наблюдению свечения ночной атмосферы с борта ИСЗ.....	44
2.1.1 Вариации свечения атмосферы на пути спутника.....	44
2.1.2 Вспышки в верхних слоях атмосферы (транзиентные световые явления).....	46
2.2 Данные спутника «Университетский-Татьяна»	50
2.2.1 Аппаратура детектора УФ излучения	51
2.2.2 Медленные вариации УФ излучения.....	53
2.2.3 Вспышки УФ излучения.	57
Глава 3 Моделирование работы оптических элементов детектора «ТУС» (зеркала-концентратора, световода). Проект создания будущей «следающей» оптической системы для наблюдения ШАЛ.....	66
3.1 Моделирование работы зеркала- концентратора.	66
3.4 Моделирование работы световодов.....	75
4.1 Этапы моделирования.	83
4.2 Пространственная и временная привязка модели.	85
4.3. Инжекция первичной частицы и развитие ШАЛ.	86

4.4 Генерация флуоресцентного излучения и его распространение по направлению к детектору.	90
4.5 Действие оптической системы детектора.	92
4.6 Работа электроники канала.	94
4.7 Работа триггерной системы.	96
4.8 Восстановление направления прихода частицы по данным детектора «ГУС».	99
Глава 5. Электронный блок фотоприемника.	106
5.1 Кластер ФЭУ и электроника предварительной обработки сигнала.	106
5.2 Логическая схема работы электроники кластера.	109
5.3 Питание ФЭУ. Система АРУ в кластере ФЭУ.	111
5.4 Тестирование работы кластера.	115
5.5 Калибровка ФЭУ.	122
Глава 6. Ожидаемые результаты.	124
6.1 Оценка порогов регистрации КЛ ПВЭ, эффективного времени работы прибора и количества регистрируемых частиц.	124
6.2 Возможность изучения глобальной анизотропии КЛ ПВЭ с помощью детектора «ГУС».	130
Заключение.	135
Литература.	137

Введение

Изучение спектра космических лучей предельно высоких энергий (КЛ ПВЭ) имеет фундаментальное значение для теоретической и экспериментальной астрофизики. Ещё в 60-х годах 20 века было предсказано наличие обрезания спектра при энергиях свыше $5 \cdot 10^{19}$ эВ, как следствие взаимодействия частиц с реликтовым излучением (предел Грейзена-Зацепина-Кузьмина). Однако, эксперименты, направленные на изучение спектра в этой области энергий дали противоречивые результаты. Наличие частиц с энергией выше ГЗК-предела, с одной стороны, стимулирует поиски близких источников (в радиусе ~ 100 МПк), которые были бы способны ускорять частицы до столь больших энергий, и моделирование процессов ускорения в этих астрофизических объектах (активных ядрах галактик, пульсарах, скоплениях галактик), а с другой стороны открывает возможности теоретических исследований, связанных с совершенно другими механизмами приобретения энергии частицами во Вселенной (распады сверхмассивных частиц, топологические дефекты).

При этом, исследования КЛ ПВЭ осложнены очень низкой частотой прихода частиц, что требует создания наземных установок с большой площадью для увеличения статистики. Наибольшая из современных наземных установок Pierre Auger Observatory, обладает общей площадью 3000 км^2 . Дальнейшее увеличение площади наземных установок нецелесообразно, к тому же, детектор, расположенный на земле, обладает рядом недостатков, в частности не полным обзором небесной сферы и неравномерностью экспозиции.

Другой путь – изучение КЛ ПВЭ по флуоресцентному треку широкого атмосферного ливня (ШАЛ) в атмосфере с борта искусственного спутника Земли. Такой детектор обладает большой площадью обзора, равномерностью экспозиции по всему небу, не требует больших площадей на поверхности Земли. Создание таких детекторов является актуальной экспериментальной задачей современной физики космических лучей. Пионерский детектор такого типа, «Трековая Установка» («ТУС»), создаётся в НИИЯФ МГУ.

В рамках проекта по созданию детектора «ТУС» перед автором работы были следующие цели:

- 1) Разработка, создание и тестирование работы лабораторного макета фотоприёмника орбитального детектора КЛ ПВЭ «ТУС».
- 2) Моделирование и оптимизация параметров оптической системы детектора «ТУС».

3) Оценка эффективности работы орбитального детектора, порогов регистрации частиц, экспозиции, углового разрешения.

4) Изучение УФ свечения ночной атмосферы, как важного параметра, определяющего условия функционирования орбитального детектора КЛ ПВЭ «ТУС».

Создан первый лабораторный макет орбитального детектора «ТУС», разработаны оригинальные программы и алгоритмы работы электроники, нацеленной на регистрацию ШАЛ. Проведено тестирование работы лабораторного макета, и показана надёжность и эффективность функционирования.

В диссертации впервые проведено моделирование работы, оценка эффективности, энергетических порогов и экспозиции орбитального детектора КЛ ПВЭ с учётом новейших данных об УФ излучении ночной атмосферы, полученных спутником «Университетский-Татьяна». Рассмотрено функционирование детектора во всём диапазоне изменения интенсивности УФ свечения ночной атмосферы Земли, что позволит вдвое увеличить экспозицию по сравнению с другими аналогичными приборами для частиц с энергией больше $3 \cdot 10^{20}$ эВ. Показано преимущество орбитального детектора перед наземными установками.

Детектором УФ излучения на борту спутника «Университетский-Татьяна» проведены первые орбитальные измерения свечения ночной атмосферы Земли с длиной волны 200-400 нм в столь широком динамическом диапазоне (10^6) и в разных временных масштабах. Эти измерения позволили производить мониторинг средней интенсивности свечения и регистрацию транзиентных световых явлений (0.1 – 100 мс). В работе приведены результаты обработки данных спутника «Университетский-Татьяна». Изучены медленные вариации УФ излучения и диапазон изменения интенсивности, а так же вспышечные явления в верхних слоях атмосферы, которые могут быть как фоновым явлением для детектора КЛПВЭ, так и объектом специального исследования. Показана надёжность и достоверность результатов детектора УФ, путём сравнения с данными других спутниковых экспериментов

Предложен алгоритм работы и впервые произведено моделирование следящего зеркала-концентратора для будущего орбитального детектора КЛ ПВЭ с использованием матрицы фотоприёмника с переменным размером ячейки, что позволяет улучшить соотношение сигнал-шум в два раза и повысить на порядок точность определения направления прихода первичной частицы.

Созданный при выполнении данной работы лабораторный образец фотоприёмника является основой создания электроники орбитального детектора «ТУС». Разработанные программы и алгоритмы регистрации, обработки и записи

событий, войдут в состав программного обеспечения системы отбора ШАЛ орбитального детектора «ГУС». Данные алгоритмы обеспечивают эффективность отбора событий и могут быть использованы при создании последующих детекторов такого типа (проект КЛ ПВЭ, MEMS Space Telescope).

Результаты моделирования работы следящего зеркала-концентратора совместно с матрицей фотоприёмника переменного размера ячейки показали эффективность использования подобной быстрой адаптивной оптики в орбитальных детекторах КЛ ПВЭ. Предложенная схема прибора позволит понизить порог регистрации ШАЛ, увеличить статистику набора событий, улучшить угловое разрешение прибора. Работа проведена по инициативе Research Center of MEMS Space Telescope (Корея). Её результаты предназначены для создания орбитального детектора КЛ ПВЭ нового типа: MEMS Space Telescope. Разработанные алгоритмы управления следящим зеркалом уже успешно используются в детекторах транзиентных атмосферных явлений, основанных на адаптивной MEMS оптике (телескоп MTEL на борту спутника «Татьяна-2»).

Результаты анализа измерений УФ излучения ночной атмосферы Земли, произведённых на спутнике «Университетский-Татьяна» в широком временном диапазоне (от быстрых вспышек до медленных вариаций) и широком энергетическом диапазоне (энергии в УФ излучении от 10 кДж до нескольких МДж) позволяют:

- 1) Оценить фон УФ излучения атмосферы и влияние транзиентных явлений в измерения флуоресценции ШАЛ.
- 2) Проектировать детекторы ШАЛ с учетом частоты, энергии и пространственного образа транзиентных атмосферных явлений.
- 3) Развивать модели процессов возникновения электрических разрядов в верхних слоях атмосферы и проверять их достоверность в сравнении с полученными экспериментальными данными.

Глава 1. Космические лучи предельно высоких энергий и методы их регистрации.

Космические лучи – поток частиц, приходящий к Земле из космоса – изучаются уже почти 100 лет (в 1912 году излучение было открыто Гессом). За это время получено много интересных результатов, касающихся происхождения и особенностей данного природного явления, но возникли и новые проблемы. Основным экспериментальным результатом является энергетический спектр космических лучей, который простирается на много порядков по энергиям, рис.1.1. От частиц солнечного ветра с энергией менее и порядка 10^6 эВ, до частиц космических лучей предельно высоких энергий ($>5 \cdot 10^{19}$ эВ, частицы КЛ ПВЭ)- более тринадцати порядков по энергии!

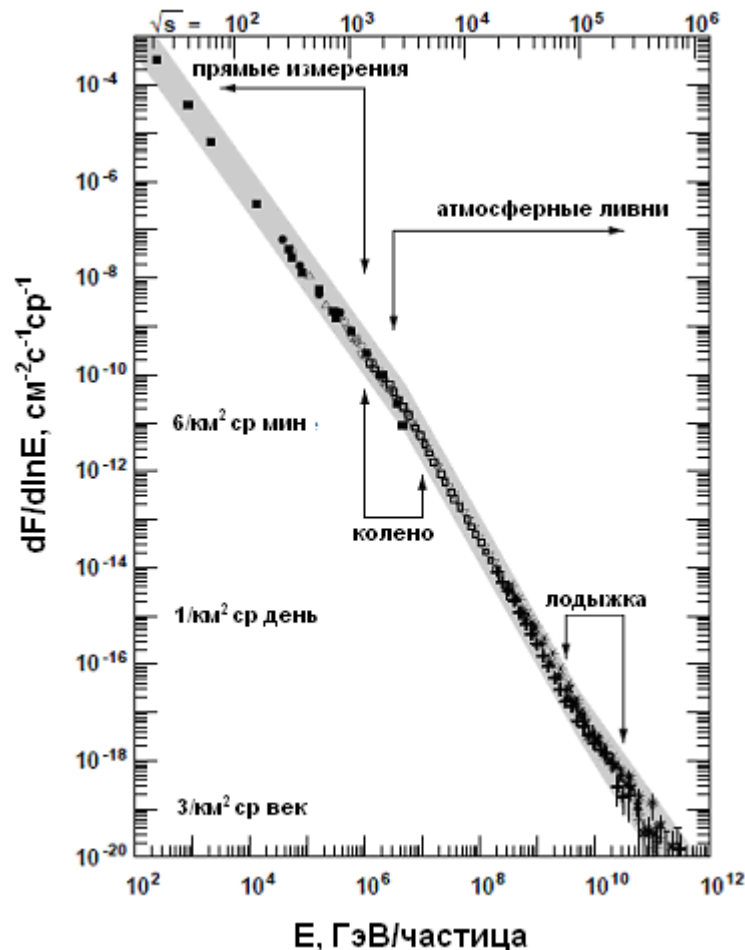


Рис. 1.1 Спектр космических лучей

Именно частицы КЛ ПВЭ представляют наибольший интерес. Каков спектр частиц в этой области энергий, где он заканчивается, т.е. до каких энергий вообще в

природе возможно ускорить элементарные частицы? Каковы области во Вселенной, где это ускорение происходит? Какой химический состав КЛ ПВЭ? К тому же КЛ ПВЭ являются уникальной природной лабораторией для исследования взаимодействия частиц с веществом, ведь достичь таких энергий в земных условиях не возможно. На самом современном ускорителе, Большом Адронном Коллайдере, энергия соударяющихся протонов составит всего 7 ТэВ ($7 \cdot 10^{12}$ эВ), соответственно, энергия налетающего протона в системе покоя другого – 10^{16} эВ, что много меньше энергий КЛ ПВЭ.

Изучение космических лучей – сложный эксперимент, причём для разных частей спектра приходится применять разные методы регистрации. Методы изучения космических лучей можно разделить на два класса. Первый – прямые методы регистрации. Этот метод эффективен до энергий 10^{15} эВ, когда можно осуществить эксперимент за «разумное» время и набрать достаточно уверенную статистику. Такие эксперименты проводились и проводятся как на космических аппаратах (один из первых – эксперимент «Протон», проводимый и 60-е годы под руководством Н.Л. Григорова), так и на аэростатах (например, эксперимент RUNJOB). Для космических лучей с энергией свыше 10^{15} эВ применяют косвенные методы регистрации. В экспериментах такого типа детекторы фиксируют не саму первичную частицу, а эффекты, производимые ей в атмосфере (поток вторичных частиц широкого атмосферного ливня (ШАЛ) и сопутствующие флуоресцентное, черенковское или радио излучения).

Современные знания о КЛ ПВЭ основаны на данных многочисленных наземных установок, созданных с 1959 по 1999 в различных странах мира: Volkano Ranch (USA, 1959), Haverah Park (United Kingdom, 1964), SUGAR (Australia, 1965), Якутск (Россия, 1965), Fly's Eye (USA, 1975), HiRes (USA, 1999) и Akeno-AGASA (Japan, 1979, 1991). Главная экспериментальная трудность состоит в том, что эти частицы попадают в атмосферу из космического пространства крайне редко – примерно 1 частица с пороговой энергией $5 \cdot 10^{19}$ эВ на 100 км^2 в год. Поэтому для набора удовлетворительной статистики необходимо создание детекторов с большим геометрическим фактором и временем экспозиции. Один из возможных и наиболее перспективных путей – создание орбитального детектора флуоресцентного свечения ШАЛ.

1.1 Проблемы происхождения КЛПВЭ.

1.1.1 Энергетический спектр. ГЗК – предел

Частицы, проходя расстояние от источника до Земли не находятся в пустом пространстве, а встречают межзвёздное вещество, галактические и межгалактические магнитные поля. Кроме того, всё пространство заполнено фоновым микроволновым излучением, оставшимся от Большого Взрыва (реликтовое излучение, обнаруженное экспериментально Пензиасом и Вильсоном в 1965 году). Различные возможные взаимодействия космических лучей с межзвёздным веществом представлены на рис. 1.2 (из обзора Д. Крониной[1]), а на рис. 1.3 (Т. Станев [2]) суммарные потери энергии для протонов и гамма-лучей вследствие образования электрон-позитронных пар и образования пионов при фото-ядерном взаимодействии.

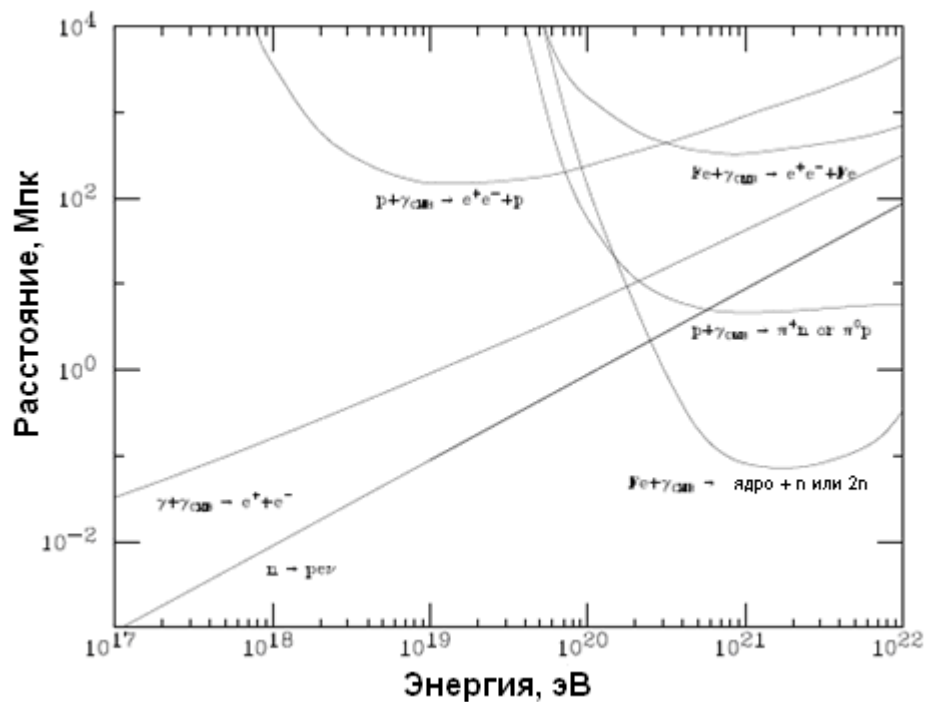


Рис. 1.2 Зависимость от энергии свободного пробега частиц до взаимодействия с реликтовыми фотонами.

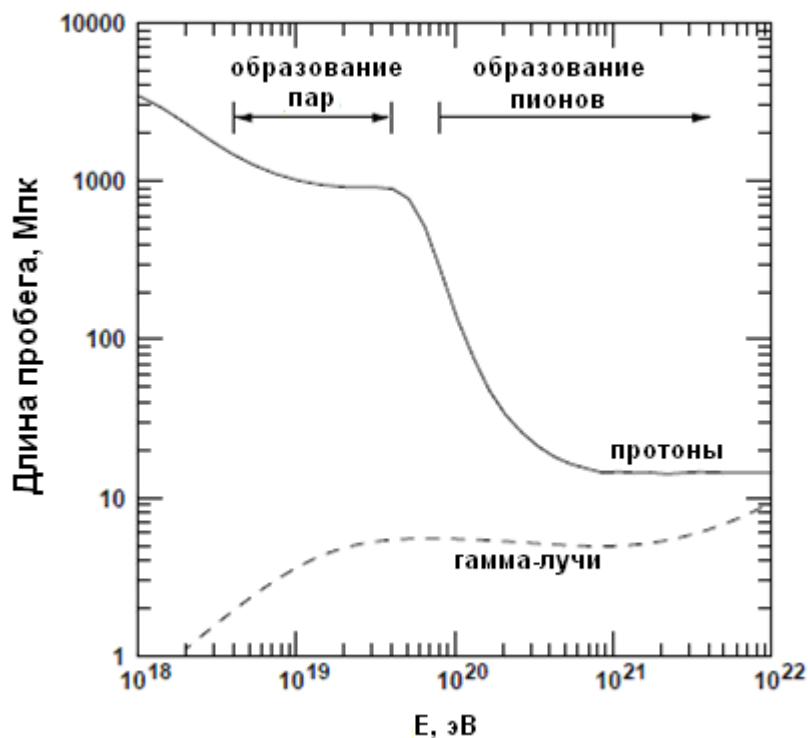


Рис.1.3 Суммарные потери энергии протонами и гамма-лучами вследствие взаимодействия с реликтовыми фотонами.

Все виды космических лучей взаимодействуют с реликтовым излучением. Если говорить о протонах и ядрах самых высоких энергий, то оказалось, что начиная с некоторой энергии их взаимодействие становится значительным при сравнительно небольшом пути в межзвёздном пространстве. Именно на эту особенность впервые теоретически обратили внимание Зацепин и Кузьмин [3] и независимо от них Грейзен [4], показав, что начиная с энергий больше $5 \cdot 10^{19}$ эВ протоны начинают эффективно взаимодействовать с фотонами реликтового излучения, при этом пробег до взаимодействия составляет 70 Мпк. Если энергия протона 10^{20} эВ, то при столкновении с фотоном энергии 10^{-3} эВ энергия в системе центра масс составит 200 МэВ, что является достаточным для фото- ядерной реакции. При столкновении основным процессом является возбуждение протона до резонансного состояния с дальнейшим переходом нуклона в состояние протона или нейтрона и рождением пиона. Заряд протона сохраняется и знак пиона оказывается положительным, если конечное состояние нуклона- нейтрон, или нейтральным, если протон остается протоном. Важно, что при этом нуклон теряет значительную часть энергии. Если после взаимодействия появляется нейтрон, то он распадается и на расстоянии порядка 1 Мпк (средняя длина пробега для распада нейтрона с энергией 10^{20} эВ составляет 1 Мпк) и снова становится

протоном. Зависимость средней энергии протона от пройденного расстояния показана на рис. 1.4 ([1])

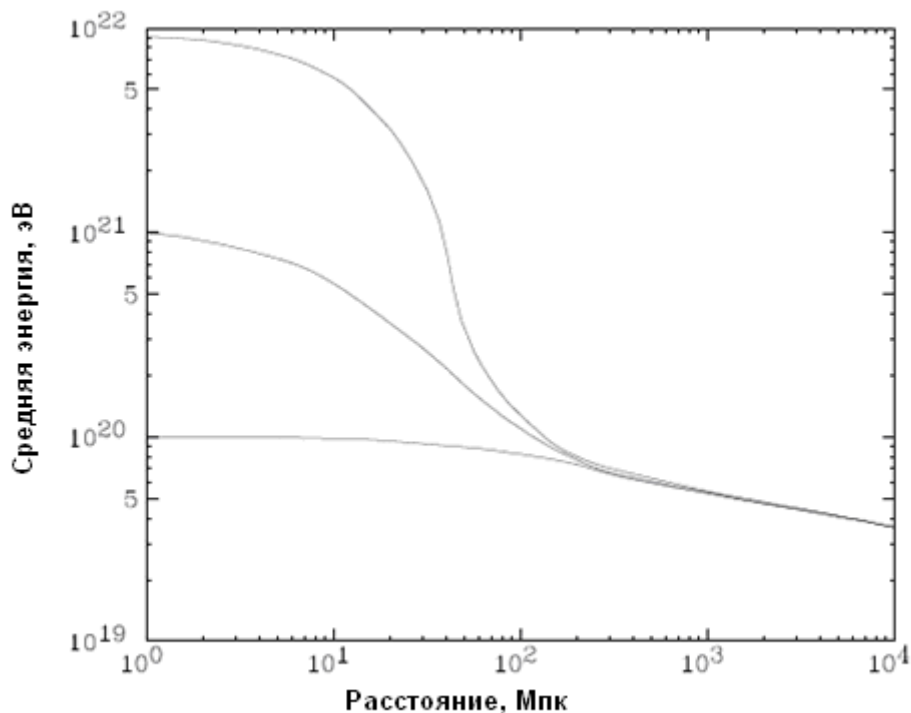


Рис. 1.4 Зависимость средней энергии протона от расстояния от источника.

Кривые для протонов энергий 10^{20} , 10^{21} и 10^{22} эВ.

Уже при одном столкновении протон теряет большую часть энергии (до $\sim 50\%$). Соответственно, если наблюдается частица определённой энергии вблизи Земли, то с увеличением энергии уменьшается вероятность того, что она прибыла с большого расстояния. На рис. 1.5 (заимствованном из [1]) показана зависимость от энергии частицы вероятности того, что источник находится на некотором расстоянии.

Из рисунка видно, например, что для зарегистрированного протона с энергией $8 \cdot 10^{19}$ эВ вероятность того, что его источник находится дальше 100 Мпк всего 10 %.

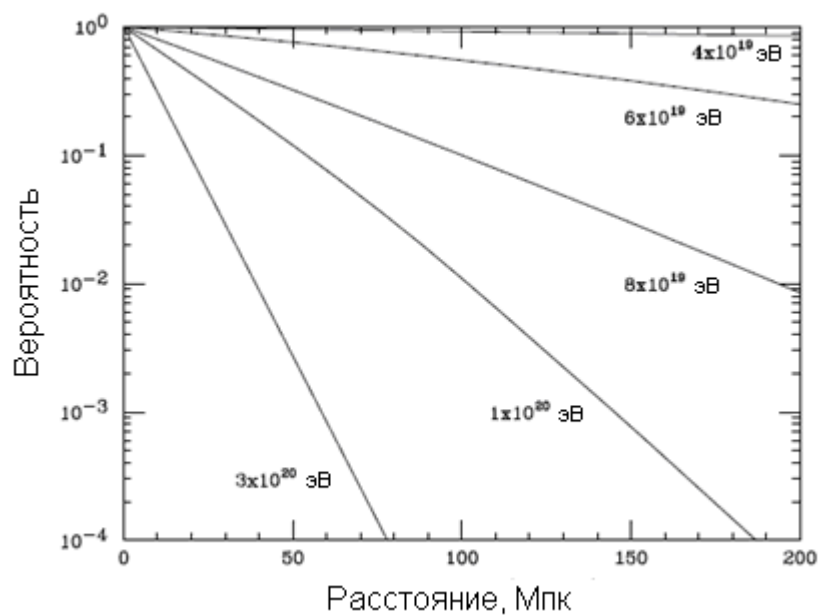


Рис. 1.5 Вероятность того, что источник зарегистрированной частицы данной энергии находится дальше некоторого расстояния.

Это означает, что если на эксперименте наблюдаются частицы с энергиями выше предела Грейзена-Зацепина-Кузьмина (ГЗК), то источники должны располагаться в пределах 50 – 100 Мпк.

Помимо ГЗК-эффекта в спектре космических лучей сверх высоких энергий выделяют ещё две особенности.

Первая особенность – это «провал» в спектре, в районе энергии 10^{19} эВ, который может быть ассоциирован с эффектом образования электрон-позитронных пар при взаимодействии протонов внегалактического происхождения с реликтовыми фотонами. Наиболее чётко видна эта особенность в спектре, если рассматривать его не как зависимость $\log J(E)$ от $\log E$, а вводя специальный фактор модификации $\eta(E) = J_p(E)/J_p^{\text{unm}}(E)$, где $J_p(E)$ – спектр, рассчитанный с учётом всех потерь, а $J_p^{\text{unm}}(E)$ – спектр, рассчитанный только с учётом адиабатических потерь (анализ спектра КЛ по фактору модификации производится в работах В. Березинского и др. [5]). На рис. 1.6 (из работы [5]) приведено сравнение рассчитанного теоретически фактора модификации с наблюдаемым в экспериментах. По определению эта величина меньше единицы, однако, при энергии 10^{18} эВ экспериментальный фактор становится больше единицы. Это интерпретируется, как появление дополнительной компоненты при этих энергиях, т.е. осуществляется переход от галактических к внегалактическим космическим лучам.

Вторая особенность – некоторый «избыток» в районе $4 \cdot 10^{19}$ эВ, связанный, видимо, с накоплением частиц ниже порога фото-ядерной реакции за счёт тех частиц, что потеряли свою энергию.

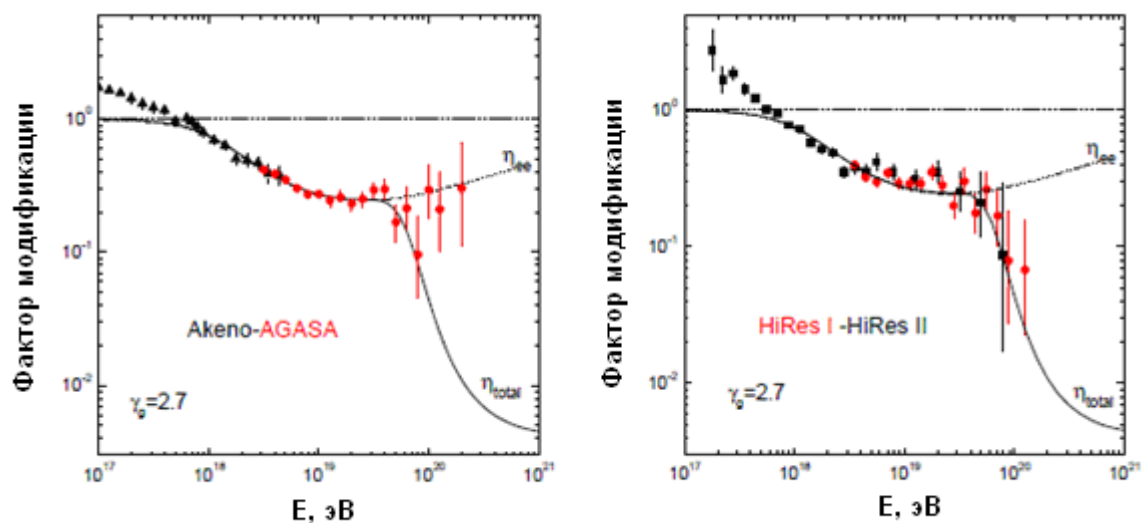


Рис. 1.6 Сравнение экспериментального и теоретического фактора модификации для установок AGASA и HiRes.

1.1.2 Проблема источников и анизотропии КЛ ПВЭ

Проблема существования ГЗК предела тесно связана с проблемой анизотропии космических лучей и их источников. Если предел не наблюдается, то источники должны быть расположены близко, и следует ожидать, что направление прихода экспериментально наблюдаемых частиц должно совпадать с направлениями на известные источники на небе, потенциально способные ускорить частицы до подобных энергий. Таких астрофизических объектов на расстояниях менее 50 – 100 Мпк немного — пульсары, ядра активных галактик, радиогалактики, источники гамма-всплесков, лацертиды (BL Lac).

Если заряженная частица действительно ускорена в астрофизическом объекте, то при малых энергиях направление прихода частицы не может дать ответа об источнике, т.к. частица движется через магнитные поля, и это движение не носит прямолинейный характер. При увеличении энергии траектория движения становится всё более прямолинейной. Пример моделирования движения частиц различных энергий через хаотически направленные межгалактические магнитные поля с характерным размером 1 Мпк и величиной поля 1 нГс приведён на рис. 1.7 (Д. Кронин, [1])

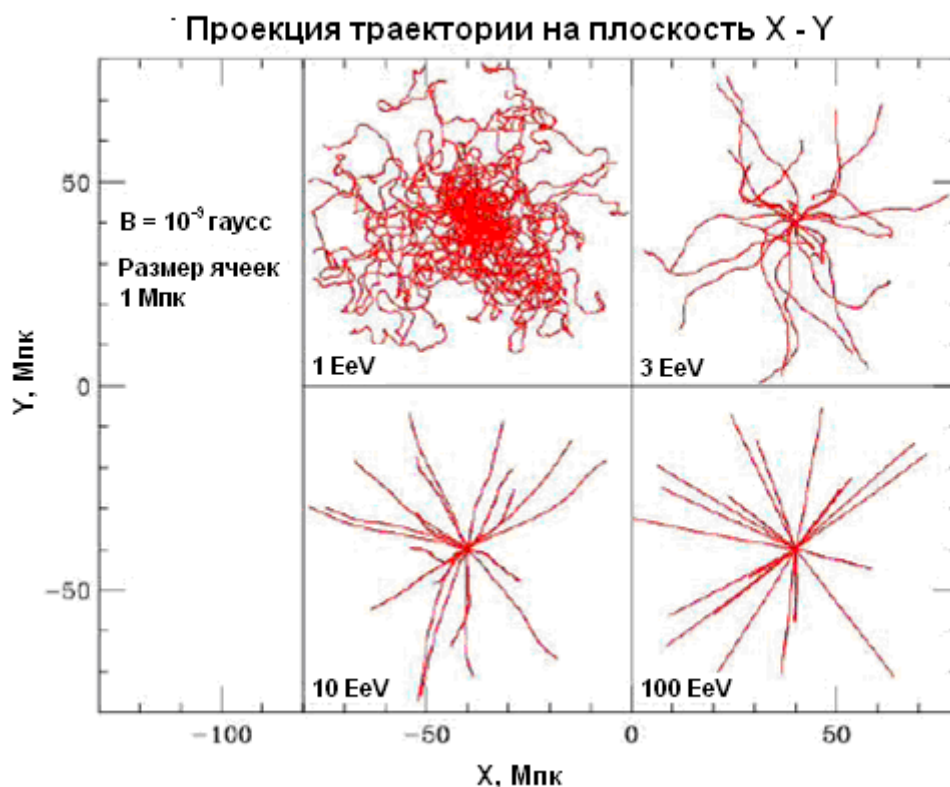


Рис. 1.7 Проекция траекторий двадцати первичных протонов от точечного источника различных энергий (1, 3, 10, 100 EeV; 1 EeV = 10^{18} эВ).

Для протона с энергией 10^{18} эВ направления полностью изотропны, частица совершенно «не помнит» источника. А для протона с энергией 10^{20} эВ отклонение на расстоянии 20 Мпк от источника составит всего $1,5^\circ$. Галактические магнитные поля значительно больше и составляют порядка 1 мкГс. Однако, Ларморовский радиус протона с энергией 10^{19} эВ, уже около 10 кпк, что больше размеров Галактики, поэтому влияние галактических магнитных полей на движение частиц КЛ ПВЭ не существенно.

Возникает вопрос, где могут ускориться частицы до энергий больше 10^{20} эВ? Стандартная теория ускорения на ударных волнах в остатках взрывов сверхновых в Галактике впервые была предложена в 60-е годы Гинзбургом и Сыроватским. Но расчёты показали, что максимальная энергия, которая может быть достигнута при таком механизме, ускорения порядка 10^{15} эВ. Эта теория оказалась применима лишь для частиц Галактического происхождения и позволяет объяснить наблюдаемый энергетический спектр до первого излома спектра- так называемого «колена» Христиансена-Куликова. Дальнейшее развитие этой модели ускорения позволило расширить круг возможных астрофизических ускорителей до объектов, находящихся в других галактиках. Масштабы объекта, его магнитных полей могут значительно

превосходить масштабы Галактических объектов. Оценки возможности ускорения частиц до максимальных энергий были впервые сделаны Хилласом на основе простого условия: объект- кандидат в ускорители должен быть способен удержать частицу с максимальной энергией в размерах объекта за счет действия магнитного поля объекта. Максимальная энергия ускорения может быть оценена по формуле:

$$E_{\max} \leq \gamma e Z B R, \quad (1.1)$$

Где γ – Лоренц фактор ударной волны, Z – заряд частицы, B – величина магнитного поля, R – размеры объекта.

На рис. 1.8 представлена диаграмма Хилласа, показывающая требования к объекту, способному ускорить протон до энергий больше, чем 10^{20} эВ. Источники, расположенные выше диагонали способны ускорять протоны до энергии 10^{20} эВ, ниже – нет. На этом же рис. нижняя линия дает оценку требований для ускорения ядра железа.

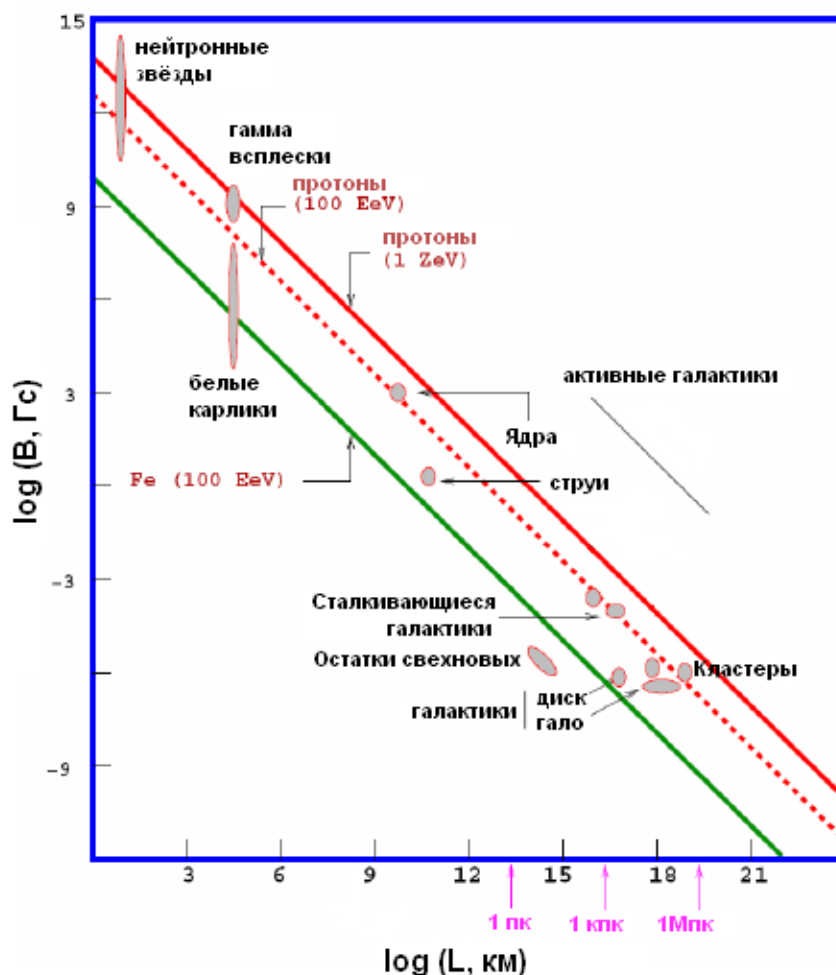


Рис. 1.8 Диаграмма Хилласа (из работы [6])

Среди возможных астрофизических источников КЛ ПВЭ теоретики выделяют:

- 1) Пульсары (молодые нейтронные звёзды с очень сильным магнитным полем $10^{13} - 10^{15}$ Гс).
- 2) Активные галактические ядра.
- 3) Гамма-всплески (наиболее мощные из известных процессов во Вселенной).
- 4) Гигантские радиогалактики (ускорение на огромных, размером 100 кпк ударных волнах).
- 5) Столкновения галактик (большие масштабы явления вместе с существенным магнитным полем могут дать достаточный гирорадиус для ускорения).
- 6) Скопления галактик (магнитное поле в несколько микрогаусс, но пространственный масштаб ~ 500 кпк).

В ряде работ в качестве возможных источников рассматриваются такие «экзотические» объекты, как лацертиды (BL Lac). Это активные галактические ядра, которые испускают узкие струи релятивистской плазмы, где может происходить ускорение и струи ускоренных частиц могут быть направлены к наблюдателю. В этом случае такой источник оказывается самым интенсивным для наблюдателя. Такие источники наблюдаются в радио волнах как блазары.

Модели, в которых направления приходов частиц соответствует распределению видимой материи вблизи нашей галактики и расположению потенциальных источников, типа активных галактических ядер, называют моделями “bottom-up”, поскольку в них происходит ускорение частиц. Однако, существует и другая, теоретически рассматриваемая возможность появления частиц сверх высоких энергий. Это “top-down” модели, в которых высоко энергичные частицы являются продуктами распада сверхмассивных частиц [7], (которые, в свою очередь, могут быть результатом распада или соударения топологических дефектов). Распределение источников соответствует распределению первичных массивных частиц, что в большинстве моделей соответствует распределению тёмной материи [6]. Несмотря на то, что детали распределения тёмной материи активно обсуждаются, и единой модели не существует, во всех моделях большая часть тёмной материи нашей галактики (а для проблемы КЛ ПВЭ нас интересуют ближайшие источники) концентрируется в её центре. И поскольку солнечная система расположена в стороне от центра галактики, то должна наблюдаться асимметрия прихода частиц в направлении центра галактики. Современные экспериментальные данные не подтверждают “top-down” модель.

1.2 Современная экспериментальная техника регистрации КЛ ПВЭ

Современное развитие экспериментальной техники по регистрации КЛ ПВЭ можно условно разделить на три группы:

1. Измерение потока частиц ШАЛ с помощью наземных установок большой площади.
2. Измерение флуоресцентного свечения ШАЛ в атмосфере Земли (впервые этот метод был предложен А.Е. Чудаковым в 1962 году).
3. Создание больших наземных «гибридных» установок, использующих как регистрацию частиц, так и флуоресцентного свечения ШАЛ.

По первому пути пошли эксперименты на установке в Якутске и на установке AGASA в Японии. По второму – эксперименты на наземных установках Fly's Eye и HiRes и проектируемые космические эксперименты «TUC», «КЛПВЭ» и JEM-EUSO (реанимированный японскими учёными европейский проект EUSO).



Рис. 1.9 Развитие современной экспериментальной техники в области изучения КЛ ПВЭ.

1.2.1 AGASA – наземная установка регистрирующая ШАЛ.

Установка AGASA вступила в строй в начале 90-х годов и проработала 12 лет, до января 2004 года. Установка представляет собой 111 сцинтилляционных детекторов (сцинтилляционные пластины площадью $2,2 \text{ м}^2$ и толщиной 5 см), расположенных на

поверхности Земли, площадью для регистрации ШАЛ 100 км^2 , с добавлением 27 мюонных детекторов в южной части установки [8]. Суммарная экспозиция эксперимента составила $5,3 \cdot 10^{16} \text{ м}^2 \text{ сек ср}$ для ливней с зенитными углами меньше 45° . Энергия первичной частицы определяется по плотности частиц ливня на расстоянии 600 метров от его оси при измеренном зенитном угле наклона ливня. Точность определения энергии для частиц с энергией 10^{20} составляет 21 %.

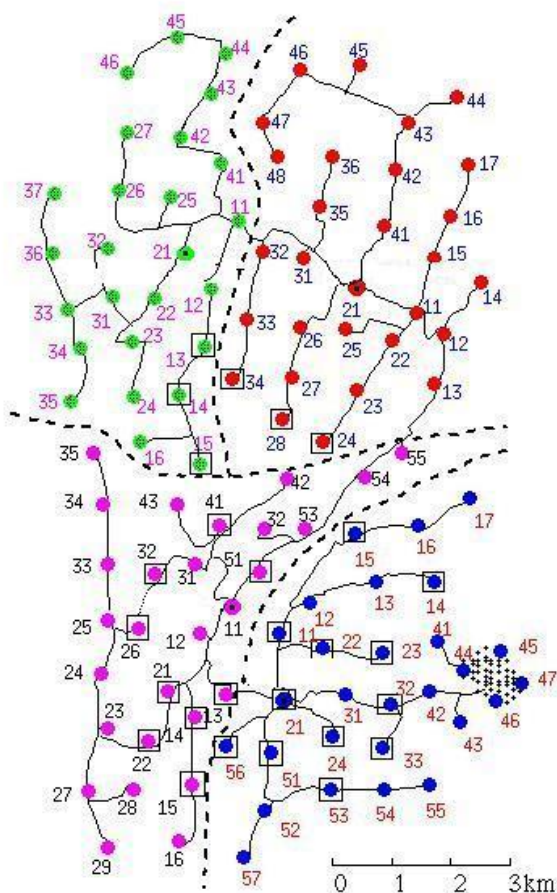


Рис. 1.10 Карта расположения детекторов установки AGASA на площади 100 км^2 .

Одним цветом показаны детекторы, обслуживаемые центром регистрации; линии – оптические кабели, связывающие центры регистрации с детекторами.

1.2.2 HiRes – наземная установка флуоресцентного свечения ШАЛ

Детектор HiRes, продолжение более раннего эксперимента Fly's Eye [9], использует совсем другую методику регистрации ШАЛ. Техника основана на изучении флуоресцентного свечения молекул азота атмосферы при прохождении заряженных частиц высокой энергии. Количество излучённых фотонов пропорционально числу заряженных частиц в ливне. Очевидным преимуществом данного метода является

возможность полностью проследить развитие ливня в атмосфере, так что метод является «калориметрическим», т.е. определяет первичную энергию по энергии, выделенной в атмосфере, которая, как известно, может быть вычислена по полному числу частиц ливня в атмосфере, измеряемому в эксперименте.

Модуль детектора представляет собой сферическое зеркало, собирающее ультрафиолетовый флуоресцентный свет на матрицу из фотоэлектронных умножителей, расположенных в фокальной плоскости зеркала. Установка состоит из двух частей (HiRes I и HiRes II), расположенных на расстоянии 12,6 км друг от друга. Каждая из частей оглядывает участок неба 360° по азимутальному углу и $3^\circ - 17^\circ$ HiRes I ($3^\circ - 31^\circ$ HiRes II) по зенитному. Площадь зеркал $3,8 \text{ м}^2$ матрица из ФЭУ делит небо на ячейки $1^\circ \times 1^\circ$.

На рис. 1.11 показана геометрия расчёта флуоресцентного свечения ливня. Количество фотоэлектронов в одном ФЭУ определяется по формуле:

$$p_e = \left[(\Delta s \eta) \epsilon \left(\frac{A}{4\pi r^2} \right) \delta \right] N_e.$$

где Δs – элемент длины ливня, N_e – число заряженных частиц, η – число фотонов, высвечиваемых на одном метре пути одной заряженной частицы (электрона), A – площадь зеркала, ϵ – множитель, который учитывает коэффициент отражения зеркала, прозрачность ультрафиолетового фильтра и квантовую эффективность фотокатода ФЭУ, δ – прозрачность атмосферы.

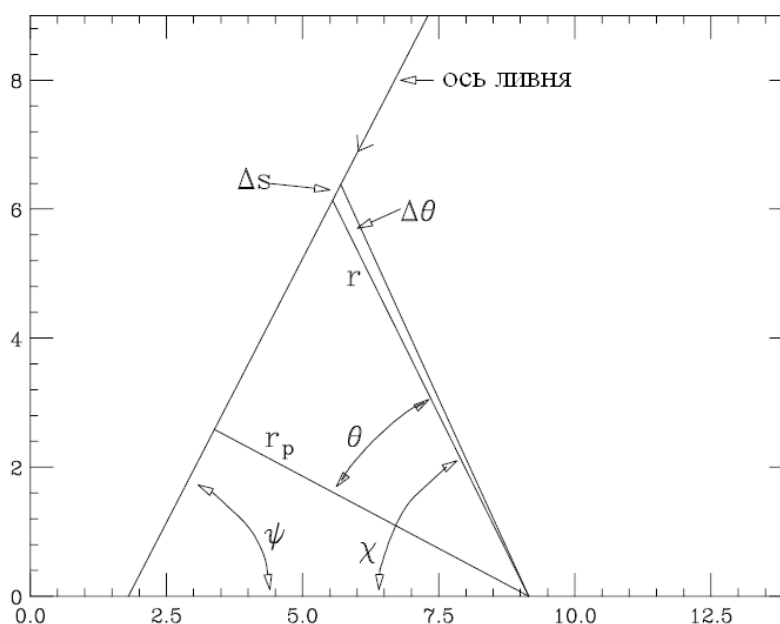


Рис.1.11 Геометрия расчёта сигнала ФЭУ от ШАЛ.

В максимуме ливня от частицы с энергией 10^{19} эВ около $7 \cdot 10^9$ частиц, и при расстоянии от оси ливня до детектора 20 км над Землёй ожидаемый сигнал в одной ячейке фотоприёмника ($1^\circ \times 1^\circ$) – 50 фотоэлектронов на 1 м^2 . Пример измерений с помощью флуоресцентного детектора представлен на рис. 5.

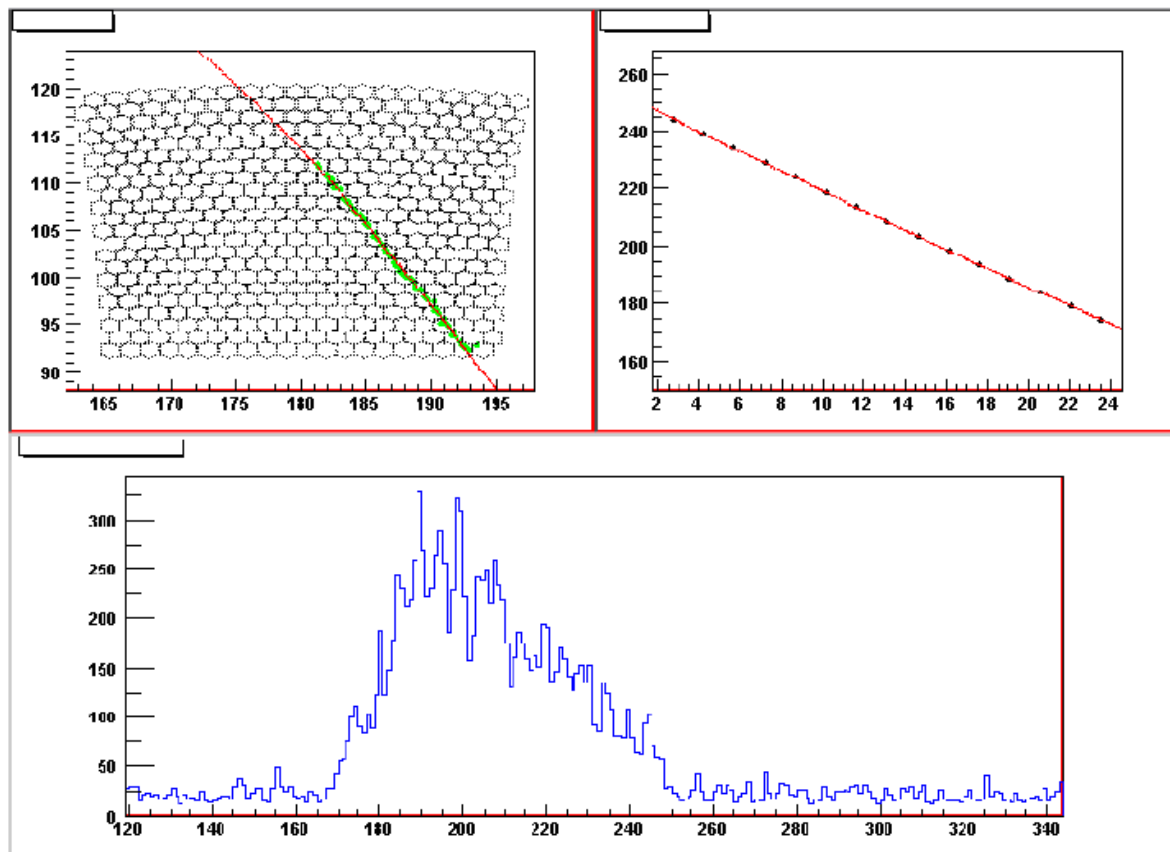


Рис. 1.12 Пример экспериментальных данных, полученных флуоресцентным детектором. Верхний левый рисунок – траектория ливня на матрице фотоприёмника в фокальной плоскости, верхний правый рисунок – график зависимости времени прихода света от номера ячейки, нижний рисунок – зависимость собираемого света от времени.

Интересно отметить, что событие с рекордно высокой энергией было зарегистрировано флуоресцентным детектором установки Fly's Eye. [10] Энергия ШАЛ составила $3 \cdot 10^{20}$ эВ.

1.2.3 Pierre Auger Observatory – наземная установка гибридного типа

Это «гибридная» установка, использующая два метода регистрации ШАЛ. Один метод – регистрация частиц ШАЛ по черенковскому свету, выделяемому при их прохождении в водяных баках. Второй – наблюдение ультрафиолетового трека ШАЛ в атмосфере.

Планируется создание второй части Обсерватории Пьер Оже в Северном полушарии, но сроки ее создания пока не установлены. В настоящее время в Северном полушарии (США, штат Юта) создается гибридная установка Telescope Array (ТА) с площадью регистрации частиц 680 км^2 и калибровкой детекторов частиц методом измерения флуоресценции атмосферы с помощью «телескопов».[12] В отличие от установки Оже используются не черенковские водные баки, а сцинтилляционные детекторы, подобные детекторам установки AGASA. До создания второй части установки «Обсерватория Пьер Оже» установка ТА будет самой большой наземной установкой для регистрации частиц КЛ ПВЭ в Северном полушарии с экспозицией в год порядка $2 \cdot 10^3 \text{ км}^2 \text{ ср год}$. Экспозиция южной части Обсерватории Пьер Оже составляет $7 \cdot 10^3 \text{ км}^2 \text{ ср год}$.

1.3 Обсуждение современных экспериментальных данных

1.3.1 Энергетический спектр космических лучей с энергией более 10^{18} эВ.

С помощью различных установок, работавших ещё до создания самой большой на сегодняшний день Обсерватории Пьер Оже, получены спектры космических лучей в области сверх высоких энергий (рис. 1.14).

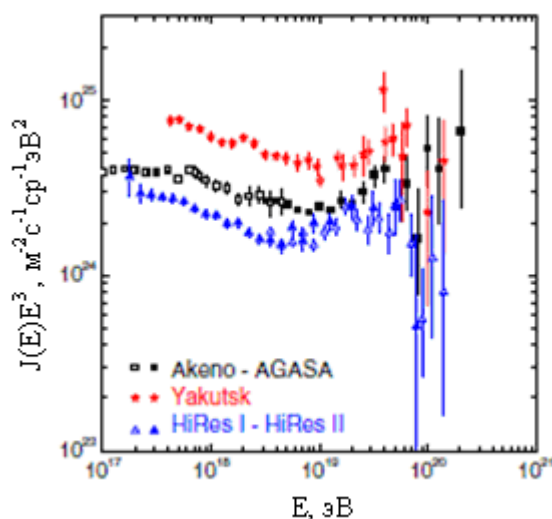


Рис. 1.14 Спектры космических лучей в области высоких энергий по данным установок в Якутске, AGASA и HiRes.

Из приведённого рисунка видно, что вроде бы спектры похожи друг на друга, но отличаются по интенсивности первичных частиц. В работе [5] рассмотрена возможность согласования этих спектров, путём введения поправки на энергию для

каждого эксперимента в диапазоне энергий $(1-40)10^{18}$ эВ, где наблюдается «провал» в спектре. Множители для разных установок получаются следующие: для AGASA $\lambda_{AG} = 0,9$, для HiRes – $\lambda_{Hi} = 1,2$, а для установки в Якутске – $\lambda_{Ya} = 0,75$. Интересно отметить, что для экспериментов, использующих детекторы частиц этот множитель меньше единицы, а для эксперимента, основанного на регистрации флуоресцентного свечения – больше. Удивительно, так же, что после этих преобразований, спектры согласуются между собой очень хорошо (рис. 1.15).

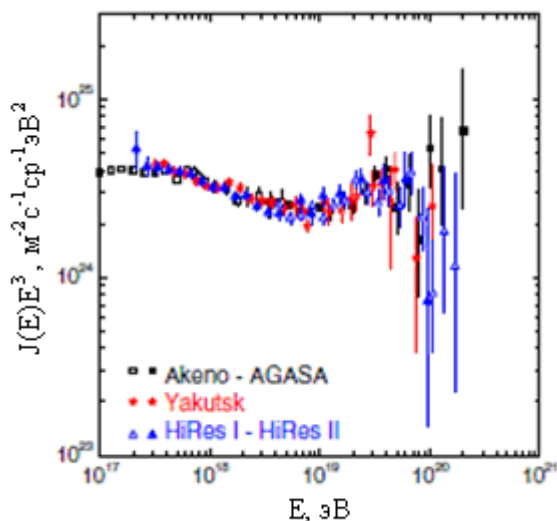


Рис. 1.15 Спектры установок в Якутске, AGASA и HiRes после их согласования по энергии.

Во всех спектрах наблюдается особенность, известная, как «лодыжка». Лодыжка в спектре КЛ – уположение спектра при переходе от энергий менее $3 \cdot 10^{18}$ эВ в область энергий $> 10^{19}$ эВ. Эта особенность чётко наблюдается во всех экспериментах, но до сих пор не имеет однозначного теоретического объяснения. Существуют две противоположные модели, объясняющие происхождение данной особенности спектра. Первая модель состоит в том, что в области «лодыжки» происходит плавный переход от галактических космических лучей к внегалактическим [13]. Основным аргументом в пользу этой теории является тот факт, что при этой энергии гирорадиус заряженной частицы в магнитных полях галактики становится равен размеру самой галактики. Вторая модель связывает «лодыжку» в спектре с появлением провала из-за потери энергии частицами вне-галактического происхождения при образовании e^+e^- пар во взаимодействии с реликтовым излучением. При этом предполагается, что переход от галактических к внегалактическим космическим лучам происходит в районе «колена» при энергии 10^{18} эВ [5].

Эти модели, объясняя «провал» в спектре КЛ у поверхности Земли, предсказывают разный ядерный (химический) состав КЛ. Так, для первой модели в области энергий $>10^{19}$ эВ предсказывается смешанный химический состав, подобный тому, что наблюдается при более низких энергиях, а спектр в источнике $E^{-\gamma}$, имеет показатель $\gamma \sim 2,2 - 2,3$.

Во второй модели важно предположение, что в основном в источнике ускоряются протоны. Фактор модификации, в терминах которого рассматривается спектр КЛ в данной модели, сильно зависит от массы ядра. На рис.1.16 показаны факторы модификации гелия и ядер железа в сравнении с фактором протона. Если предположить присутствие в спектре небольшого числа ядер (15-20%), то наблюдаемое согласие спектра с результатами измерений, показанное на рис.1.6, исчезнет. Для примера авторы статьи приводят графики, построенные в предположении, что в первичном излучении содержится 10 и 20 % гелия. Видно заметное ухудшение согласия теоретической кривой и экспериментальных точек при увеличении доли ядер гелия. Так же, в этой модели совсем другие предположения необходимы для вида спектра в источнике: $E^{-\gamma}$, с показателем $\gamma \sim 2,6 - 2,7$.

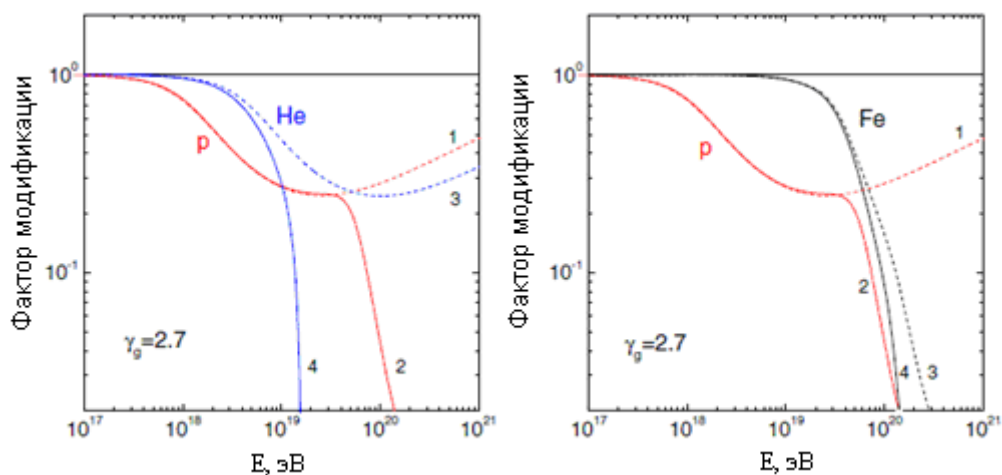


Рис.1.16 Фактор модификации гелия и железа в сравнении с фактором протона. Кривые 1 и 2 - фактор модификации протона (без учёта фотоядерного взаимодействия и с учётом его, соответственно). Фактор модификации гелия и железа – кривая 3 (потери адиабатические и на образование e^+e^- - пар), кривая 4 – (с учётом фотоядерного взаимодействия).

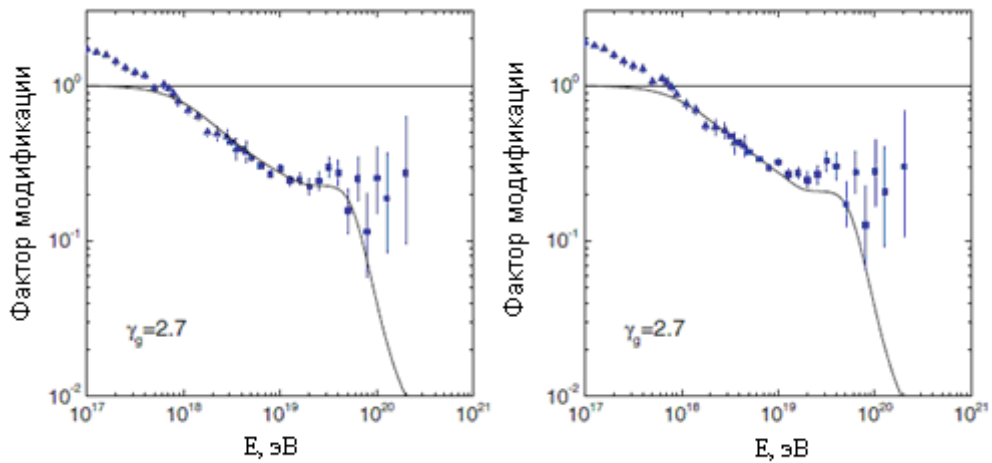


Рис.1.17. Модфикационный фактор для смеси протонов и гелия в сравнении с данными установки AGASA. Левый рисунок – 10 % гелия, правый – 20 %.

Ввиду последних результатов Обсерватории Пьер Оже о химическом составе КЛ ПВЭ, условие ускорения только протонов и лёгких ядер может не выполняться. По последним данным, наблюдается утяжеление состава при сверхвысоких энергиях.

Однако возможны и модели, где оба эффекта вносят одинаковый вклад в формирование особенностей спектра, наблюдаемого у Земли.

Важная особенность энергетического спектра – существование энергетического предела ГЗК– или, другими словами, предсказание обрыва спектра при энергиях больше $5 \cdot 10^{19}$ эВ, который должен наблюдаться на всех установках. В 2003 году опубликованные итоговые данные работы установок AGASA и HiRes демонстрировали совершенно разные результаты (рис. 1.18)

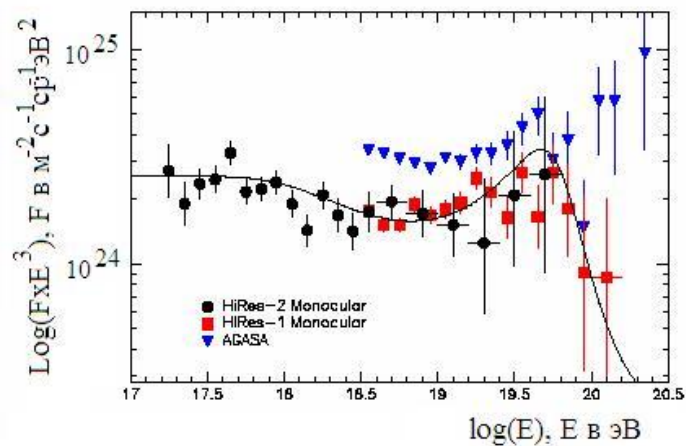


Рис. 1.18 Разница спектров установок AGASA и HiRes в области энергий ГЗК, 2003 г. Сплошная кривая — ожидаемый спектр с обрывом при энергетическом пределе ГЗК.

За время работы AGASA было зарегистрировано 11 событий с энергией, превышающей ГЗК предел, а на установке HiRes наблюдается обрыв спектра, соответствующий теоретическим предсказаниям.

С началом работы Обсерватории Оже выяснилось, что абсолютные значения энергии, получаемые на установках, измеряющих поток частиц на больших расстояниях от оси ШАЛ, не согласуются со значениями энергии, получаемые с помощью флуоресцентных детекторов. Произошел пересмотр экспериментальной меры энергии (плотности частиц на расстоянии 600- 1000 м) в установках первого типа. Соответственно изменились и интенсивности КЛ, измеренные как на установке Оже, так и на предыдущих установках. При использовании более точной калибровки первичной энергии, интенсивность КЛ оказалась значительно ниже, чем в результатах установок AGASA и Якутска (рис. 1.19).

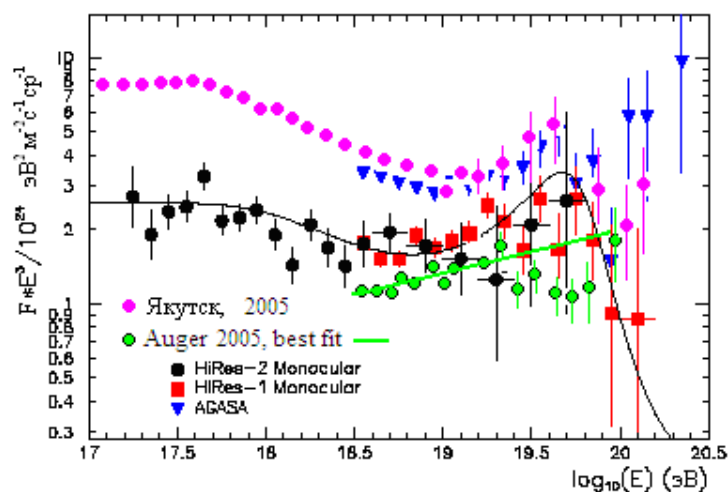


Рис. 1.19 Энергетический спектр космических лучей ультравысокой энергии, данные 2005 г. дополнены данными установок «Обсерватория Пьер Оже» и Якутской установки. Сплошная кривая — ожидаемый спектр с обрывом при энергетическом пределе ГЗК.

Авторы измерений на Якутской установке и на установке «AGASA» в настоящее время проводят новый анализ своих данных. В результате интенсивность частиц с заданной энергией по данным этих установок, скорее всего, станет меньше оригинальной и будет согласоваться с данными HiRes и данными «Обсерватории Пьер Оже», рис. 1.20.

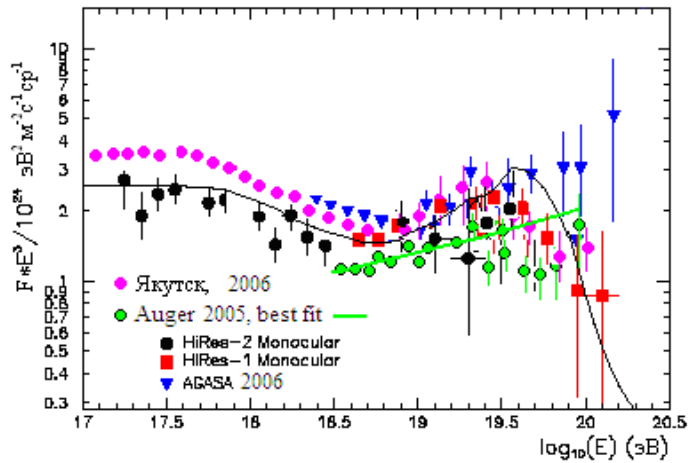


Рис. 1.20 Энергетический спектр космических лучей в области ультравысоких энергий по поправленным данным установок AGASA и Якутска (предварительные данные докладов 2006 г.) Сплошная кривая — ожидаемый спектр с обрывом при энергетическом пределе ГЗК.

В последних публикациях коллаборации Оже [14], подтверждается вывод о наличии ГЗК эффекта. По экспериментальным данным установки спектр после энергий $4 \cdot 10^{19}$ эВ, становится более крутым с наклоном $\gamma \sim 4.2$, что в общем согласуется в области сверх высоких энергий с данными установки HiRes (рис.1.21).

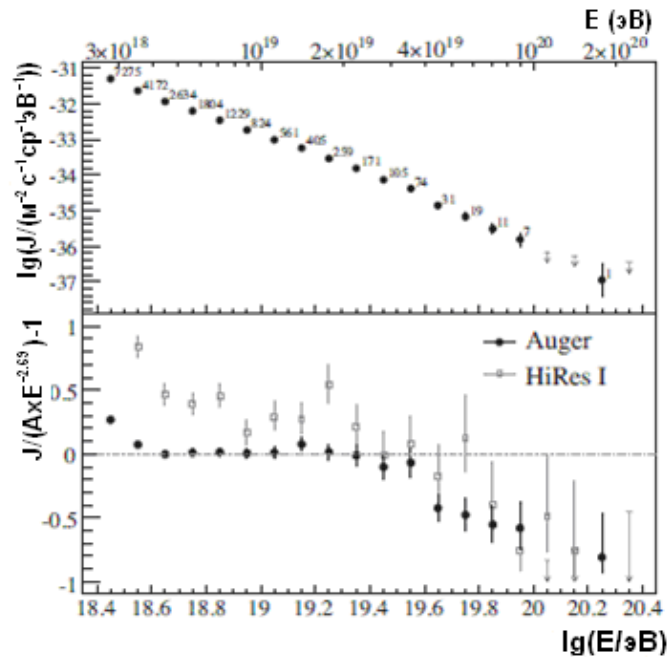


Рис. 1.21 Верхний рисунок – дифференциальный спектр КЛ по данным Обсерватории Пьер Оже, нижний – разница в спектрах Оже и HiRes I для энергий $E < 4 \cdot 10^{19}$ эВ и согласие данных при более высоких энергиях.

Подводя итоги работ, проводящих измерения интенсивности частиц космических лучей в области энергий $>10^{18}$ эВ, следует отметить, что пока нет полного согласия данных, полученных разными методами. До появления новых данных «Телескопической установки» в Северном полушарии данные установки AGASA о существовании в Северном полушарии частиц за пределом ГЗК еще не отвергнуты. Имеется некоторое разногласие в данных HiRes и Обсерватории Пьер Оже в Северном и Южном полушариях. Нет полного согласия данных о существовании второго «колена» при энергии порядка 10^{18} эВ.

Для планирования экспериментов в этой области энергий можно представить современные данные набором степенных спектров, стыкующимися по абсолютной интенсивности с хорошо измеренной интенсивностью при энергии 10^{16} эВ (диссертация В.В. Просина [15]) и отличающимися показателями при энергии более $5 \cdot 10^{19}$ эВ: 1. с обрывом при энергии $5 \cdot 10^{19}$ эВ и 2. без обрыва. Во втором случае будем считать, что энергетический спектр в области энергий $>10^{19}$ эВ можно представить в степенном виде с показателем интегрального спектра 1,84, а интенсивность частиц с пороговой энергией 10^{19} эВ составляет $0,23 \text{ км}^{-2} \text{ год}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ (в соответствии с последними данными Обсерватории Пьер Оже). В случае обрыва спектра примем в соответствии с данными Оже и HiRes, что дифференциальный спектр изменяет показатель 2,84 на 4 при энергии $5 \cdot 10^{19}$ эВ. Ниже приведены ожидаемые интегральные интенсивности частиц с различной пороговой энергией для двух вариантов спектра.

Пороговая энергия, эВ	10^{19}	$5 \cdot 10^{19}$	10^{20}	$2 \cdot 10^{20}$
Спектр 1, частиц/км ² ср год	0,23	0,0054	$6,75 \cdot 10^{-4}$	$8,4 \cdot 10^{-5}$
Спектр 2, частиц/км ² ср год	0,23	0,012	0,0033	$9,2 \cdot 10^{-4}$

1.3.2 Поиск точечных источников частиц КЛ ПВЭ.

Следует рассмотреть также ещё один аспект экспериментальных данных существующих установок— поиск «точечных» источников и анизотропии направлений прихода КЛ ПВЭ. В случае регистрации событий за пределом ГЗК их источники следует искать на расстоянии не более 100 Мпк в направлении, откуда появилась зарегистрированная частица. Напомним, что магнитные поля в Галактике и на расстояниях менее 50 Мпк от нее отклоняют протоны с энергией выше $5 \cdot 10^{19}$ эВ не более, чем на 4° ; тяжелые ядра отклоняются сильнее, но сохраняют общее направление на источник).

Данные установки AGASA позволили провести такой анализ. Несмотря на то, что по данным AGASA предел ГЗК не наблюдается, экспериментальные данные не указывают на единый (сравнительно близкий к Земле) источник частиц. Анализ направления прихода 58 частиц с энергией выше $4 \cdot 10^{19}$ эВ выявил одну область на небе с размером $5 \times 5^\circ$, из которой за 10 лет работы установки пришло три частицы, и шесть областей, из которых пришло по две частицы (рис. 1.22). Вероятность случайной группировки частиц в таком угловом размере мала, но вместе с тем и не исключена, что не позволяет сделать окончательный вывод о наблюдении источников.

Интересны работы, где проверяется корреляция экспериментально измеренных направлений прихода КЛ ПВЭ на трех установках HiRes, AGASA, Якутск с направлениями на такие астрофизические объекты, как BL Lac. Авторы [16,17] приходят к выводу о наличии такой корреляции.

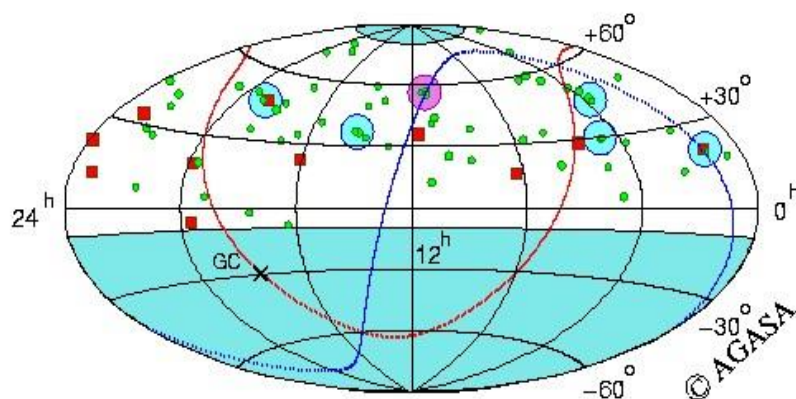


Рис. 1.22 Распределение на небе (экваториальные координаты) направлений прихода частиц с пороговой энергией $4 \cdot 10^{19}$ эВ (кружки), с пороговой энергией 10^{20} эВ, «дуплетов» и «триплета» по данным установки AGASA.

В 2007-2008 г.г. появились первые публикации коллаборации «Обсерватория Пьер Оже», с данными о направлении прихода КЛ ПВЭ [18,19]]. В этих публикациях утверждается, что наблюдается корреляция частиц КЛ ПВЭ с АЯГ-источниками в Южном полушарии (рис. 1.23). Здесь синим цветом отмечена область на небесной сфере, доступная для наблюдения в Южном полушарии, кружки – это направление прихода отдельных частиц КЛ ПВЭ с энергией выше $5,6 \cdot 10^{19}$ эВ (размер кружка соответствует ошибке в определении направления) и красные точки- направление на отдельные АЯГ- источники по каталогу

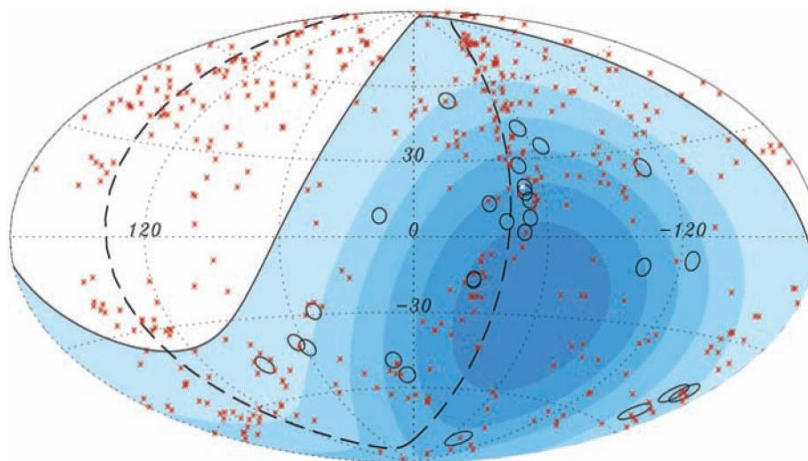


Рис.1.23 Распределение АЯГ- источников на небесной сфере в галактических координатах (красные точки) и направление прихода частиц КЛ ПВЭ по данным [18] (кружки).

Троицкий и др. в работе [20] обратили внимание на то, что в работе [18] есть интересное указание на особую роль источников в области Центавра, откуда приходит больше частиц, чем из области Девы, где по астрономическим данным АЯГ-источников особенно много.

При изучении происхождения КЛ ПВЭ важно обратить внимание и на глобальную асимметрию направлений прихода частиц. Светящаяся материя, сосредоточенная в ближайших галактиках и скоплениях галактик, распределена неравномерно на небесной сфере, рис. 1.24 (по данным [21]).

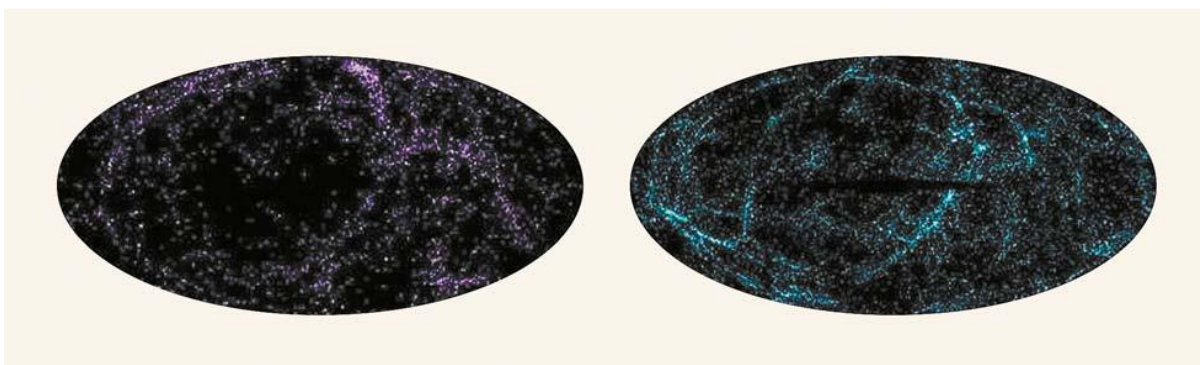


Рис. 1.24 Распределение «местных» галактик в галактических координатах: слева — на расстояниях менее 40 Мпк, справа — на расстояниях 40—80 Мпк.

Правильно поставленный эксперимент, когда прибор (установка) будет иметь равномерную чувствительность по всей небесной сфере и сможет набирать большую статистику событий прихода частиц КЛ ПВЭ, позволит проверить, имеет ли распределение таких частиц асимметрию, подобную распределению светящейся

материи. Таким экспериментом станет будущий космический эксперимент, когда один и тот же прибор, который измеряет энергию частиц одним и тем же методом, сможет получать данные о направлении прихода частиц по всей небесной сфере (наземные установки пока не дали таких данных).

Следующим шагом в направлении решения рассмотренных научных проблем, связанных с энергетическим спектром, химическим составом и анизотропией КЛ ПВЭ является создание орбитальных детекторов флуоресцентного свечения, данные которых, дополняют результаты, полученные на наземных установках. Орбитальный прибор позволит не только увеличить статистику событий, но и позволит проверить гипотезу о возможном продолжении спектра в области супер-ГЗК, где возможно проявит себя источник частиц нового типа и в спектре обнаружится ещё один излом и повышение интенсивности КЛ.

1.4 Проекты космических экспериментов по изучению КЛ ПВЭ. Орбитальный детектор ТУС.

1.4.1 Физические основы наблюдения частиц КЛПВЭ как флуоресцирующего трека в атмосфере Земли

Частицы космических лучей предельно высоких энергий в столкновениях с ядрами атомов атмосферы рождают ядерно-активные вторичные частицы, которые, двигаясь практически по направлению первичной частицы, в свою очередь взаимодействуют с ядрами атомов атмосферы и дают начало каскаду частиц, широкому атмосферному ливню (ШАЛ).

В процессе неупругого взаимодействия первичная частица (протон, ядро) теряет примерно половину своей энергии. При этом происходит рождение новых ядерно-активных частиц (π^0 , π^\pm , K^\pm), а в случае взаимодействия ядра – происходит и его фрагментация. Оставшейся у частицы энергии достаточно, чтобы она сохранила способность к последующим взаимодействиям. Если первичная энергия на нуклон $E \gg 10^{10}$ эВ, то значительная часть рождённых нестабильных частиц (π^\pm , K^\pm -мезонов) из-за большого лоренц-фактора, увеличивающего время их жизни ($\tau \approx 10^{-8}$ с) не успевают распасться на пути порядка пробега относительно неупругого ядерного взаимодействия, поэтому и они далее взаимодействуют с ядрами атомов воздуха с образованием новых ядерно-активных вторичных частиц. Такое размножение частиц

происходит до тех пор, пока их энергия превышает некоторую характерную энергию E_p , которая зависит от плотности атмосферы, при которой время жизни нестабильных частиц становится мало, и они скорее распадаются, чем взаимодействуют. На уровне моря эта энергия $E_p \approx 10^{10}$ эВ, на высоте порядка 20 км, где в основном генерируется поток мюонов ШАЛ, $E_p \approx 10^{11}$ эВ. Основной модой распада заряженных π^\pm , K^\pm -мезонов является распад на мюоны и нейтрино. Нейтральные π^0 -мезоны ($\tau \approx 10^{-16}$) почти сразу распадаются на 2γ , давая начало электронно-фотонной лавине.

Гамма - кванты порождают электрон-позитронные пары. Электроны и позитроны испытывают тормозное излучение и вновь создают фотоны – происходит электромагнитный каскадный процесс. После того, как средняя энергия электронов достигает ≈ 80 МэВ, нарастание лавины прекращается, а частицы, в основном, теряют энергию на ионизацию. Средние потери релятивистской частицы $2,2$ МэВ/г/см². На уровне моря различают мягкую компоненту (электроны и γ -кванты) и жесткую (мюоны и нейтрино). Эти компоненты вместе с ядерно-активными частицами образуют широкий атмосферный ливень (рис.1.25). Самые многочисленны заряженные частицы в ШАЛ – электроны (позитроны). Их число в максимуме каскада $N_{\max}^e = E_0/1,4$, где E_0 – энергия первичной частицы в ГэВ.

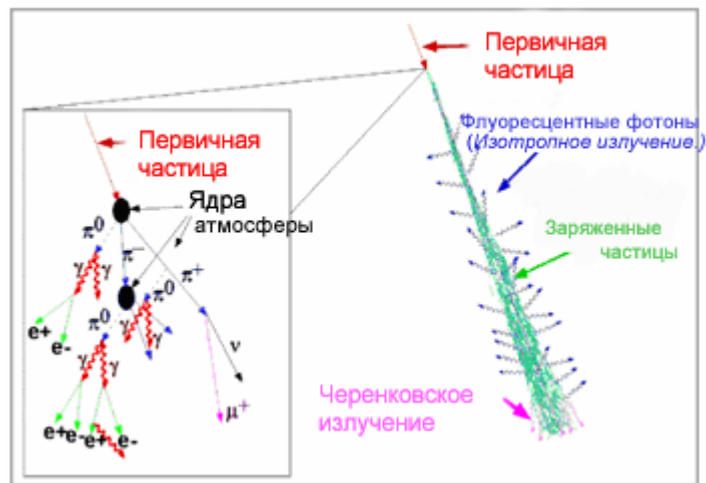


Рис.1.25 Развитие широкого атмосферного ливня.

Заряженные частицы ШАЛ (в максимуме ливня число их достигает 10^{10} при первичной энергии $1,3 \cdot 10^{19}$ эВ) ионизуют атомы атмосферы и возбуждают метастабильные электронные уровни молекул и атомов, которые быстро (время жизни метастабильных уровней 5- 30 нс) возвращаются в исходное состояние, излучая изотропный свет. На рис. 1.26 приведен спектр излучения молекул азота, определяющий основной поток света флуоресценции атмосферы. Теоретически и

экспериментально показано, что свечение атмосферы пропорционально числу частиц ШАЛ. При больших потоках частиц в ливне сигнал флуоресцентного излучения ШАЛ оказывается весьма значительным и может быть зарегистрирован на большом расстоянии в прозрачной атмосфере. Метод регистрации ШАЛ путем наблюдения флуоресценции атмосферы вдоль по пути следования “диска” частиц ШАЛ выгодно отличается от метода регистрации частиц ШАЛ, пересекающих детекторы частиц, расположенные на поверхности Земли, тем, что позволяет наблюдать “каскадную кривую” (развитие ливня как каскада частиц) и получить интеграл по каскадной кривой, который является точной мерой первичной энергии частицы (сигнал в максимуме каскадной кривой также является хорошей мерой энергии первичной частицы). Форма каскадной кривой (насколько глубоко в атмосфере находится максимум ливня) зависит от массы первичной частицы (протона или ядра) и наблюдение формы каскадной кривой позволяет оценить массу первичной частицы, генерировавшей ШАЛ, то есть определить химический состав КЛ ПВЭ.

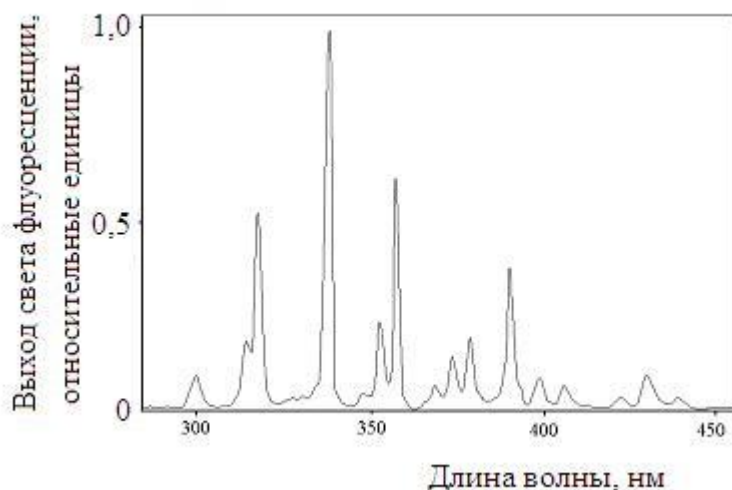


Рис. 1.26 Спектр флуоресценции атмосферы при возбуждении молекул азота N_2^+ .

Интенсивность линий высвечивания флуоресценции в расчете на единицу пути заряженной релятивистской частицы слабо зависит от давления воздуха (высоты в атмосфере) благодаря противоположному действию двух факторов, пропорциональных давлению: вероятности возбуждения молекул и вероятности столкновения молекул (которые приводят к безызлучательным переходам возбужденных уровней). Такое постоянство выхода света флуоресценции чрезвычайно выгодно для измерений числа частиц ШАЛ на различных высотах в атмосфере. По количеству зарегистрированных фотонов однозначно восстанавливается форма каскадной кривой (число частиц) и

определяется число электронов в максимуме. При этом, прозрачность верхней атмосферы, уменьшает влияние глубины максимума ливня на точность измерения. На рис. 1.27 приведены данные [22] о зависимости выхода света флуоресценции (суммарно по спектру в диапазоне длин волн от 310 до 400 нм) от высоты в атмосфере и ее температуры. На высотах $H=0-20$ км, где ожидается подавляющее большинство треков ШАЛ, регистрируемых в эксперименте, выход света изменяется на 10-20%.

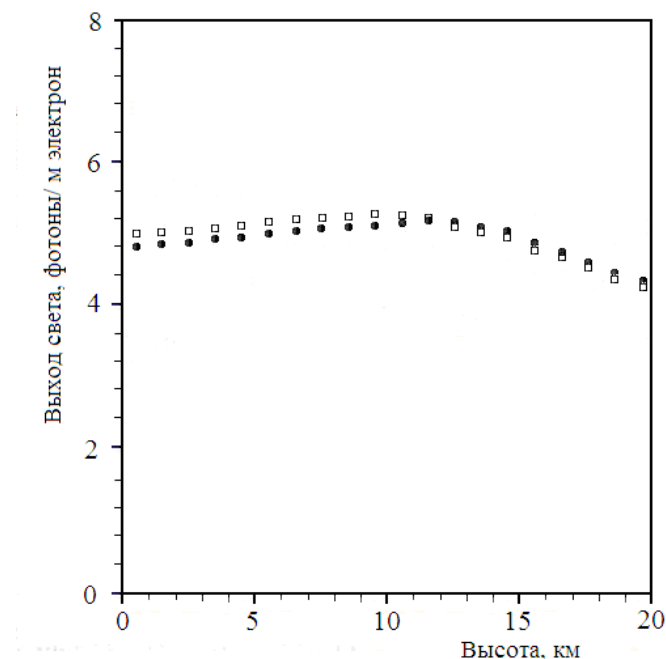


Рис. 1.27 Флуоресцентная светимость как функция высоты H в атмосфере.

Пустые квадраты - ожидаемые данные для зимней атмосферы, заполненные кружки - для летней атмосферы.

Для калибровки измеренных значений энергии ШАЛ важно знать точные абсолютные значения выхода света флуоресценции для каждой линии высвечивания. Экспериментальные работы по измерению выхода света флуоресценции как функции давления воздуха, его влажности выполнены несколькими группами авторов [23,24] и продолжают в настоящее время [25]. Исследуется зависимость выхода флуоресцентного света от температуры, давления и влажности. Изменения, связанные с этими параметрами лежат в пределах 10 – 20 %.

Параметры флуоресцентного свечения атмосферы, вызванного прохождением диска заряженных частиц ШАЛ со скоростью света, исключительны и позволяют отличить рассматриваемое явление от других возможных природных и техногенных оптических вспышек в атмосфере Земли. Например, свечение при прохождении микро метеоров через атмосферу, в принципе, похожее на свечение диска частиц ШАЛ,

отличается медленным движением светящегося пятна - в тысячи раз медленнее скорости света.

1.4.2 Современные орбитальные проекты.

Создание наземных установок для изучения космических лучей предельно высоких энергий по масштабу большему, чем Обсерватория Пьер Оже, нерентабельно, и эксперименты с еще большей рабочей площадью лучше проводить с помощью флуоресцентных орбитальных детекторов на спутниках Земли. Впервые такой метод регистрации КЛПВЭ предложил Дж. Линсли [26]. В дальнейшем эта идея получила развитие в проектах «КЛПВЭ» и «ТУС» Федерального космического агентства РФ [27-31] и EUSO Европейского космического агентства [32-34], который в 2006 году стал развиваться усилиями уже японских специалистов и называется теперь JEM-EUSO [35].

В детекторах «КЛПВЭ» и «ТУС» сигнал флуоресценции атмосферы, вызываемый частицами ШАЛ, приходит на зеркало-концентратор детектора и фокусируется на мозаику ячеек фотоприемника (рис. 1.28), который находится в фокальной поверхности зеркала. В фотоприемнике этот световой сигнал преобразуется в электрический и регистрируется во времени на многоканальном осциллографе. Каждая ячейка приемника в заданный момент времени «видит» ливень на определенной высоте в атмосфере, так что в фотоприемнике фактически регистрируется каскадная кривая ливня и его направление. По числу частиц в максимуме будет определяться энергия первичной частицы. При регистрации ШАЛ с борта спутника детектор с узким полем зрения ориентирован так, что световой сигнал проходит через атмосферу по вертикали, и в этом направлении поглощение света флуоресценции в атмосфере на порядок меньше, чем в наземных опытах в горизонтальном направлении. Большая площадь зеркала позволяет регистрировать сигналы ШАЛ с высоты спутника. Количество ячеек фотоприёмника определяет площадь обзора в атмосфере и точность измерения направления прихода частиц. При использовании зеркала поле зрения детектора ограничено размером фотоприёмника, который, не может быть большим, так как, он затеняет зеркало, которое, в свою очередь, зеркало вносит большие искажения на периферии приемника (абберация изображения). Преимуществом применения зеркала-концентратора является сравнительная простота изготовления зеркала большой площади и, тем самым, возможность наблюдения частиц КЛ ПВЭ с большой высоты орбиты для осуществления большой площади обзора атмосферы даже при малом поле зрения детектора.

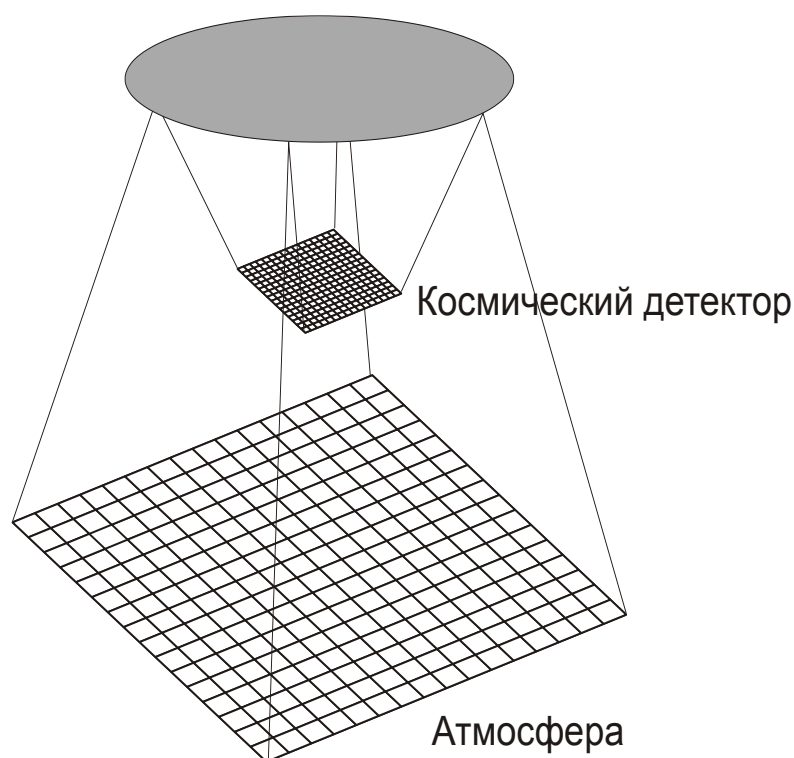


Рис. 1.28 Схема наблюдения треков ШАЛ с помощью орбитального телескопа.

Широкое поле зрения может быть достигнуто, если вместо зеркала-концентратора используется система линз (проект JEM-EUSO). Размер линз ограничен технологическими возможностями их изготовления. В проекте JEM-EUSO линзы имеют диаметр примерно 2,5 м, что позволяет начинать измерения при энергетическом пороге близком к пределу ГЗК ($E > 5-7 \cdot 10^{19}$ эВ). Схема детектора JEM-EUSO, который планируется разместить на Международной Космической Станции, приведена на рис. 1.29. Основными частями детектора являются линзы Френеля, мозаика много-анодных ФЭУ, блок электроники.

Диаметр фотоприёмника примерно равен диаметру линз (2,5 м), что позволяет создать широкое поле зрения (60°). Авторы проекта рассматривают также возможность наблюдения не в надир, а под некоторым углом, что ещё больше увеличит площадь обзереваемой атмосферы и повысит статистику. В качестве ячеек фотоприёмника предполагается использование мульти-анодных ФЭУ с повышенной квантовой эффективностью фотокатода (30-40%) [36].



Рис. 1.29 Схема детектора JEM-EUSO

Поле обзора и угловое разрешение детектора JEM-EUSO выше, чем у «ТУС» и КЛПВЭ, однако время экспозиции меньше, т.к. планируется работать лишь при небольших фазах луны, в то время, как в российских проектах приняты меры для сохранения работоспособности приборов и при полной Луне (за счёт автоматического регулирования коэффициента усиления ФЭУ).

В таблице 1.1 приведены основные характеристики проектируемых детекторов.

Таблица 1.1

Детектор	«КЛПВЭ»	«ТУС»	JEM-EUSO
Высота орбиты, км	400	350-600	400
Площадь зеркала (линзы), м ²	10	2	5
Фокус, м	3	1.5	2.5
Угловой размер ячейки, мрад	5	10	2
Поле зрения, рад	0.25×0.25	0.16×0.16	1
Число ячеек (ФЭУ)	2500	256	2·10 ⁵
Эффективное время работы, %	30*	30*	15

* - время работы с переменным порогом.

1.4.2 Орбитальный детектор «ТУС».

На рис. 1.30 и 1.31 показана схема детектора «ТУС» и его расположение на малом космическом аппарате.

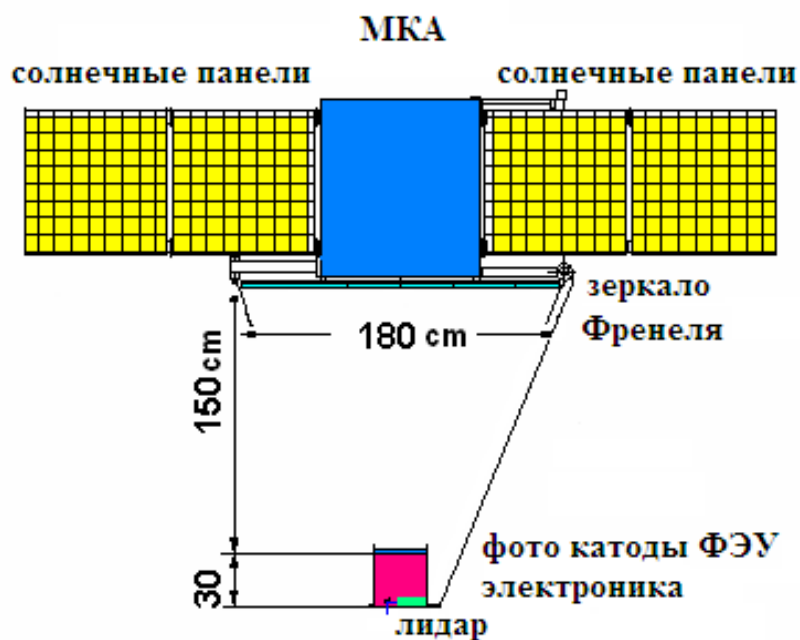


Рис. 1.30 Схема расположения детектора «ТУС» на борту Малого Космического Аппарата (МКА).

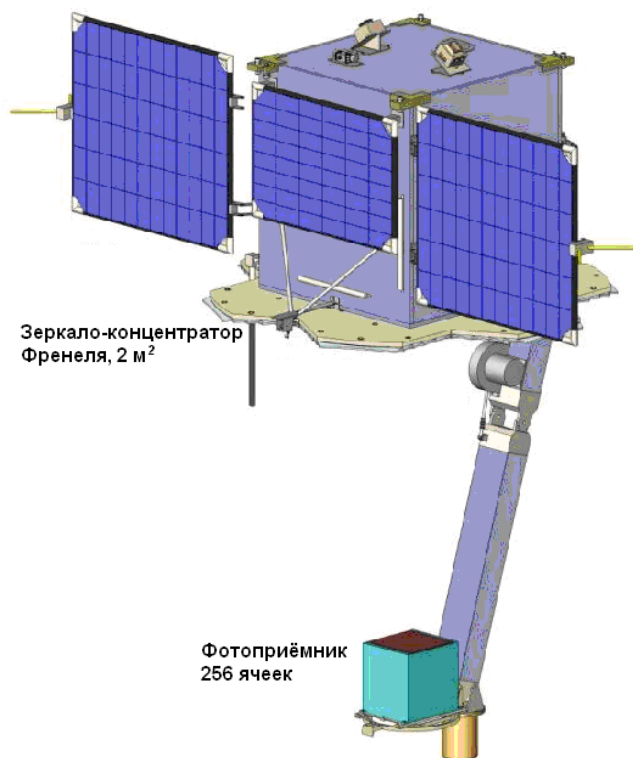


Рис. 1.31 Общий вид МКА-ТУС в рабочем положении.

В состав научной аппаратуры «ТУС» входят:

1. Составное зеркало- концентратор (СЗК).

2. Электронный блок фотоприемника (ЭБФ), состоящий из фото сенсоров (фотоэлектронные умножители, ФЭУ) с регистрирующей электроникой, блока обработки данных (БОД) с вычислительным и запоминающим устройствами и устройства для определения высоты поверхности Земли, отражающей черенковский сигнал ШАЛ (ЛИДАР).

СЗК предназначено для концентрации на фотоприемнике оптического сигнала вспышки флуоресценции в атмосфере. Блок ЭБФ расположен в фокальной плоскости СЗК, содержит ФЭУ, БОД и ЛИДАР; установлен на штанге, которая переводит его из транспортного в рабочее положение. ФЭУ предназначены для регистрации оптического сигнала. БОД предназначен для управления НА ТУС, предварительной обработки научных данных и взаимодействия с бортом КА. ЛИДАР предназначен для посылки оптического импульса к Земле немедленно после момента регистрации сигнала вспышки флуоресценции; расположен на задней стенке ЭБФ.

Поле зрения одной ячейки детектора равно 0,01 рад. Телесный угол обзора ячейки составляет 10^{-4} стер, что в атмосфере соответствует наблюдению квадрата 4×4 км при высоте орбиты 400 км. Если происходит событие типа ШАЛ, то сигнал в ячейках фотоприёмника дает возможность видеть движение изображения диска частиц ШАЛ (трек ШАЛ). Характерное время движения диска частиц горизонтального ШАЛ (с зенитным углом $\theta \sim 90^\circ$) в поле зрения одной ячейки фотоприёмника ~ 12 мкс. Это время увеличивается с уменьшением θ и становится самым большим для вертикальных ливней, уходящих от детектора. Измерение времени пролета изображения диска частиц ШАЛ в заданном поле зрения позволяет измерить зенитный угол ливня.

Основные характеристики прибора приведены в таблице 1.1.

Оптическая часть детектора «ТУС»

Для получения существенного сигнала от прохождения ШАЛ в атмосфере необходимо собирать свет, как можно с большей поверхности, так как наблюдение сигнала ШАЛ проводится на фоне шума излучения ночной атмосферы, а отношение сигнал-шум уменьшается как квадратный корень площади. При наблюдении ШАЛ с высоты орбиты МКА порядка 400 км достаточно большое отношение сигнал-шум достигается при площади сбора света не менее нескольких кв. метров. Собираение света на таких больших площадях возможно осуществить двумя способами. Первый – применение больших линз-концентраторов света, второй – применение зеркала-концентратора. Каждый из двух способов имеет свои преимущества и недостатки. К недостаткам первого можно отнести следующие:

- большая масса и трудность в изготовлении;
- возникновение дополнительного шума за счёт прохождения релятивистских частиц через вещество линзы с испусканием черенковского света;
- наличие хроматической и сферической аберраций, для устранения которых требуется создание сложной комбинации линз.

Преимуществом применения линз является возможность корректировки астигматизма приема света при больших углах падения света.

К недостаткам второго способа следует отнести, в первую очередь, упомянутый выше астигматизм, который ограничивает поле зрения. Поле зрения оптической системы ограничено также затенением зеркала фотоприемником, размер которого для

получения широкого поля зрения необходимо увеличивать, но при этом, уменьшать эффективную площадь зеркала.

Преимуществом способа собирания света зеркалом-концентратором является сравнительная простота изготовления зеркала- концентратора большой площади.

В наземных детекторах флуоресцентного свечения ШАЛ (HiRes, Auger, Telescope Auger) используется второй способ. Первый способ пока планируется лишь в орбитальном проекте JEM-EUSO, для которого спроектирована система из двух линз.

Для проекта «ГУС» предложено использовать в качестве оптической системы зеркало Френеля. Зеркало состоит из колец, профиль каждого кольца – параболоид вращения. По своей конструкции зеркало является плоским, состоящим из нескольких шестигранных сегментов (рис.1.32). Чертеж одного сегмента с размерами показан на рис. 1.33.

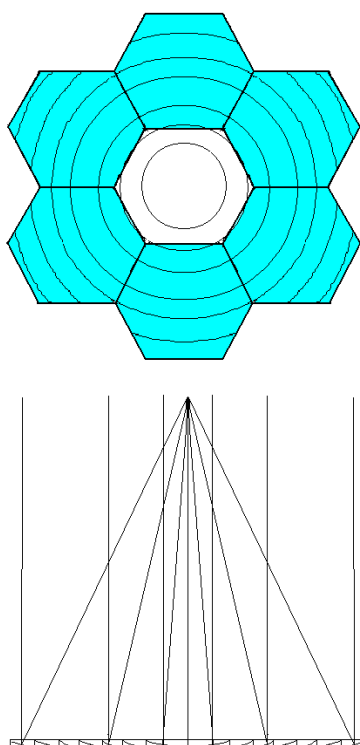


Рис. 1.32 Схема зеркала Френеля.

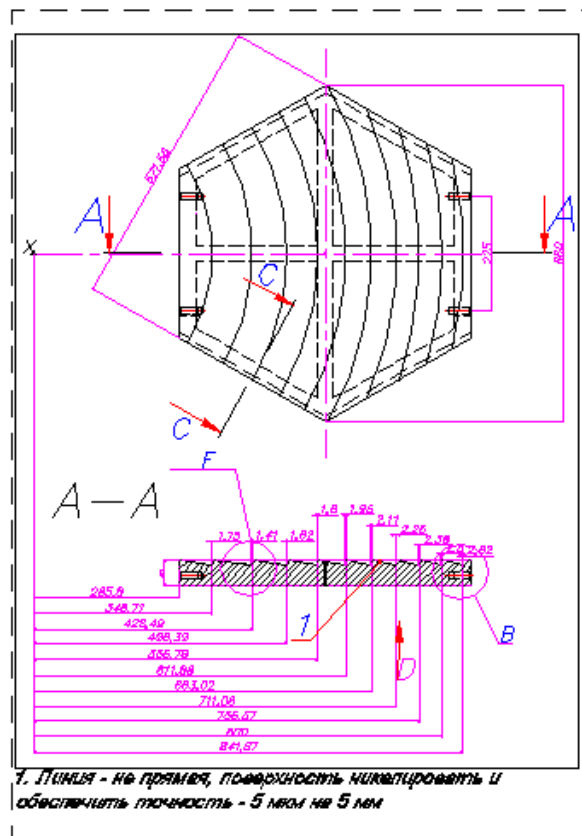


Рис. 1.33 Чертёж одного периферийного сегмента зеркала Френеля.

В главе 3 оптическая система детектора «ТУС» рассмотрена более детально, приведено моделирование работы зеркал двух типов (зеркала Френеля и трекового зеркала).

Фотоприемник детектора «ТУС».

Важнейшим узлом детектора «ТУС» является электронный блок фотоприемника (ЭБФ), расположенный в фокусе зеркала-концентратора. Конструкция ЭБФ показана на рис. 1.34. Преобразование светового сигнала в электрический происходит с помощью ФЭУ Hamamatsu R1463. Перед ФЭУ расположены коллиматор, для устранения «бокового» света, приходящего не от зеркала и световод, для собирания света на фотокатод. ФЭУ объединены в кластеры по 16, с общей системой электрического питания, аналоговой и цифровой электроникой (системой отбора и первичного анализа событий) рис. 1.35. Особенности электроники являются применение системы автоматического регулирования усиления (АРУ) ФЭУ, а так же цифровое интегрирование сигнала для отбора событий и записи осциллограмм различной длительности.

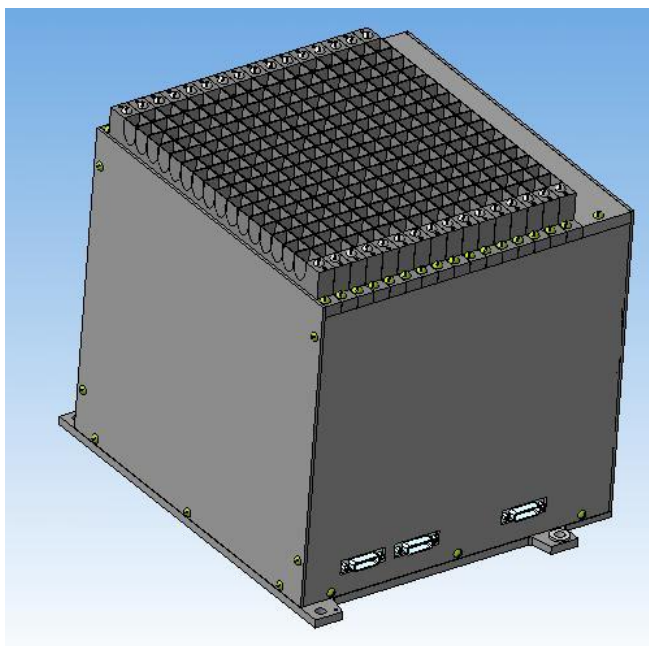


Рис. 1.34 Электронный блок фотоприёмника

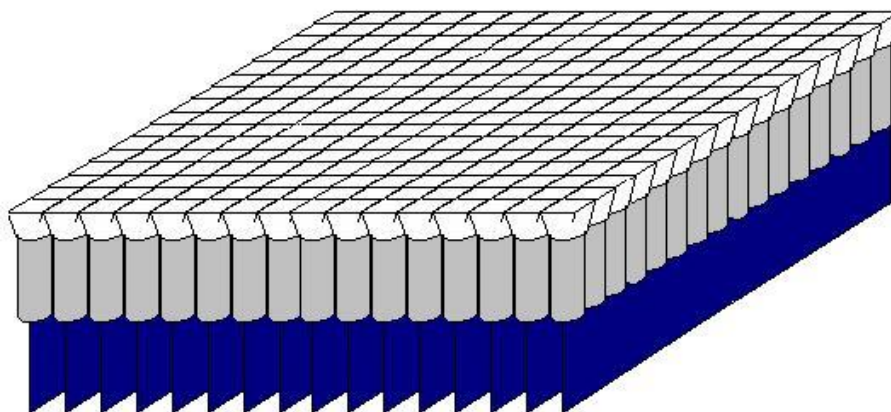


Рис. 1.35 Кластеры ФЭУ и электроники

Поток света от зеркала- концентратора попадает на световоды, которые позволяют организовать ортогональную структуру приема света в фокальной плоскости и служат для преобразования круговой площади приема света ФЭУ в квадратному приемному окну световода. Моделирование световода описано в главе 3.

В главе 5 описан созданный лабораторный макет фотоприёмника детектора «ТУС», состоящий из двух кластеров ФЭУ и электроники.

Глава 2. Интенсивность ультрафиолетового свечения ночной атмосферы

Изучение свечения ночной атмосферы в ультрафиолетовом диапазоне чрезвычайно важно для создания аппаратуры «ТУС» и понимания, в каких световых условиях будет функционировать аппарат. Необходима информация как о постоянном излучении и его медленных вариациях, так и о быстрых «всплесках» ультрафиолетового свечения. Первое важно для расчёта пороговой энергии регистрации КЛ ПВЭ детектором «ТУС», оценки эффективного времени работы детектора и интенсивности полученных событий. Второе важно, с одной стороны, для формирования системы отбора «полезных» событий), а с другой стороны – для планирования многофункциональной аппаратуры детектора «ТУС», направленной помимо изучения КЛ ПВЭ на изучение новых явлений в атмосфере Земли (высоко-атмосферных разрядов и свечений).

В данной главе приведены результаты анализа и систематизации данных спутника «Университетский – Татьяна» относительно мониторинга УФ свечения и вспышечной активности верхних слоёв атмосферы. Производится сравнение результатов данного эксперимента с существующими мировыми данными о свечении атмосферы.

Важно отметить, что данные детектора УФ излучения этого спутника имеют особое значение для детектора КЛ ПВЭ «ТУС», поскольку в нём используется похожая электроника, тот же самый тип ФЭУ (Hamamatsu R1463), и работал он в том же самом диапазоне длин волн (200 – 400 нм). Наряду с данными об УФ излучении важны так же данные об устойчивости и надёжности аппаратуры, которую можно рассматривать, как прототип детектора «ТУС».

2.1 Мировые данные по наблюдению свечения ночной атмосферы с борта ИСЗ.

2.1.1 Вариации свечения атмосферы на пути спутника

Одним из первых экспериментов, направленных на изучение свечения ночной атмосферы Земли был космический эксперимент, выполненный в НИИЯФ МГУ в сентябре 1964 года под руководством А.И. Лебединского [37]. На искусственном спутнике Земли «Космос-45» были проведены измерения свечения ночного неба и рассеянного солнечного ультрафиолетового излучения. Для регистрации рассеянного УФ – излучения использовался спектрофотометр, который включался только на дневной стороне, а свечение ночного неба измерялось калориметром, работающим на ночной

стороне. Регистрация ночного излучения производилась сразу в нескольких диапазонах длин волн с помощью вращающегося перед фотоэлектронным умножителем диска со светофильтрами. Обработывались лишь те результаты эксперимента, которые были получены в «безлунные ночи». Остальные данные были искажены засветкой Луны, вследствие узкого диапазона измеряемых интенсивностей света. По той же причине невозможно было получить сведения об излучении от искусственных источников (свет городов), так что основные данные были получены в безлунные ночи в юго-западной части Тихого океана и над Индийским океаном. Среди результатов [37] следует отметить получение интенсивности излучения в разных диапазонах длин волн и изучение корреляции отсчётов, полученных с разными светофильтрами. Пример данных со спутника «Космос-45» приведён на рис.2.1. (данные с фильтром УФС-1, 250-400 нм и данные в видимом диапазоне, 400 – 600 нм). Важный для нас результат – получение средней интенсивности УФ излучения в области 250-400 нм в безлунную ночь 400 релей ($\sim 3,2 \cdot 10^7$ фотонов/см² с ср). Недостатком эксперимента [37] является невозможность изучать быстрые изменения потока света (вспышки) в атмосфере.

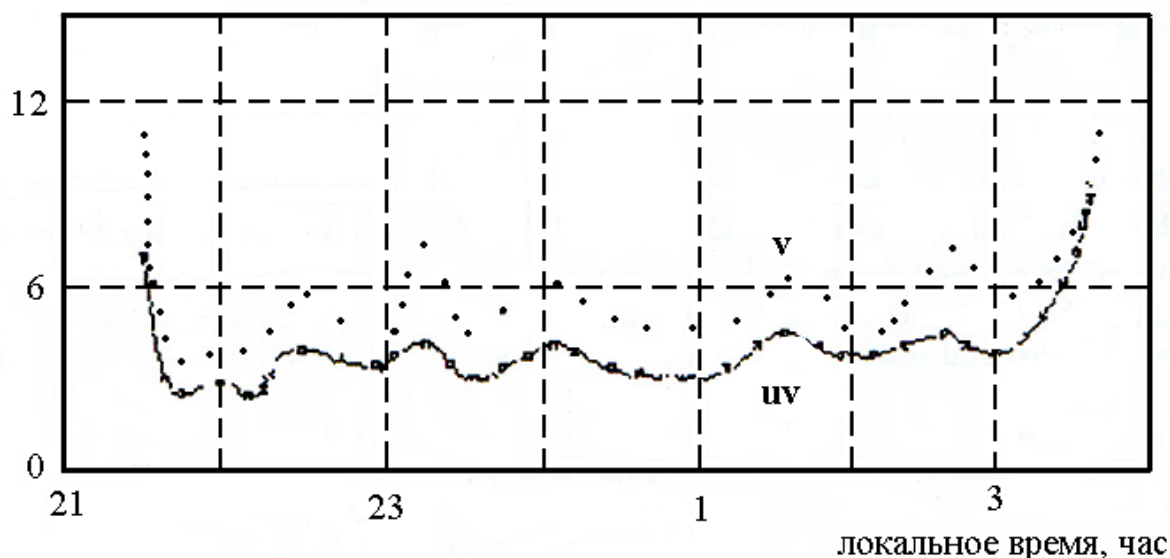


Рис. 2.1 Пример данных эксперимента на ИСЗ «Космос-45». Сплошная линия – диапазон длин волн 260 – 400 нм, единица интенсивности – 10^7 фотонов/см² ср с. Пунктирная линия – диапазон длин волн 400 – 600 нм, единица интенсивности – 10^8 фотонов/см² ср с.

Наблюдения интенсивности УФ свечения ночной атмосферы производились и на спутнике «Космос-215» в диапазоне длин волн 122,5-135,0 нм. На этом спутниковом эксперименте впервые в советском союзе наблюдалось приэкваториальное свечение,

расположенное по обе стороны от геомагнитного экватора со средним расстоянием максимума светимости от него $\sim 12^\circ$ [38].

С 2002 года на борту спутника TIMED работает прибор GUVI (Global Ultraviolet Imager). Это ультрафиолетовый спектрометр пространственного сканирования, который даёт карту свечения атмосферы в пяти интервалах длин волн (121,6 нм, 130,4 нм, 135,6 нм, 140 – 150 нм и 165 – 180 нм) [39]. Суммарная картина результатов измерения прибора представлена на рис.2.2.

Обращают на себя внимание две области повышенного свечения. Первая – область полярных сияний на высоких широтах. Вторая – свечение с максимумом на широтах $\pm 30^\circ$, повторяющее по форме геомагнитный экватор. Это свечение значительно более слабое, нежели в полярных областях, но заметно выше, чем в других районах. При этом оно носит стабильный характер, наблюдается каждый день с почти неизменной формой и интенсивностью.

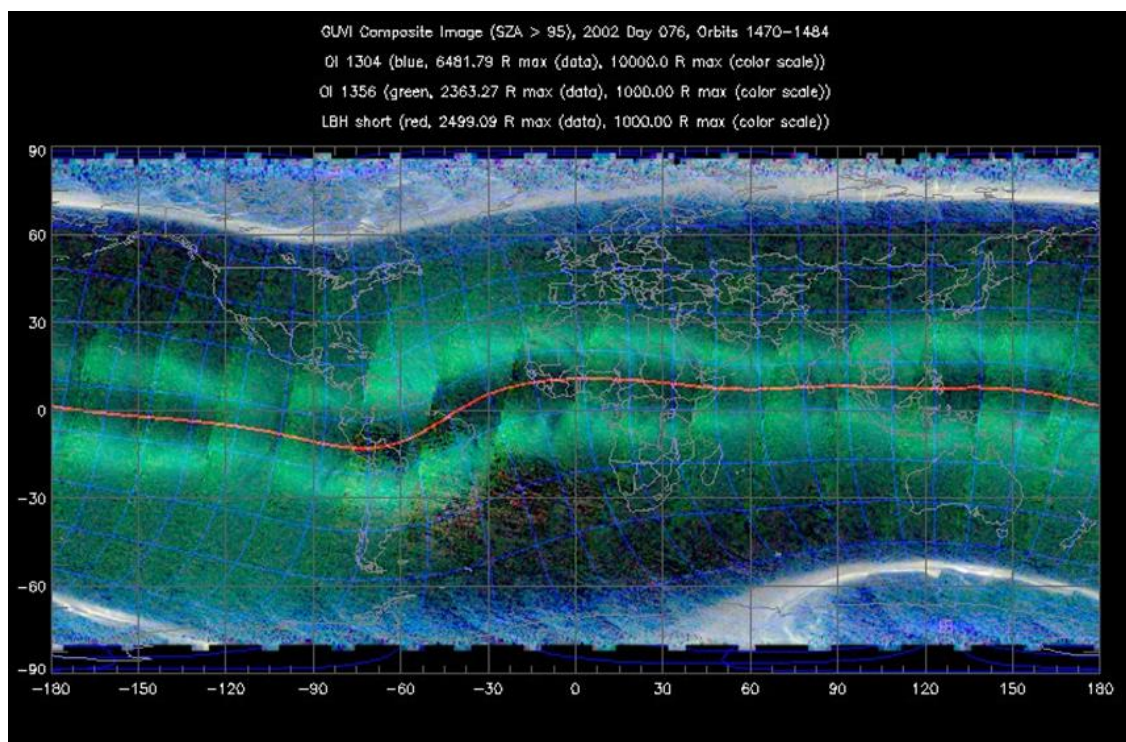


Рис.2.2 Данные прибора GUVI. Синим цветом показано свечение 130,4 нм, зелёным – 135,6 нм, красным – 140 – 150 нм и 165 – 180 нм. Яркость аврорального свечения на порядок выше экваториального.

2.1.2 Вспышки в верхних слоях атмосферы (транзиентные световые явления)

Наиболее изученными вспышками света и радио излучения являются вспышки от молний. В течение многих лет распределение молний на Земле изучается с помощью

различной аппаратуры и имеются каталоги данных о молниях. В качестве примера приведем данные [40], рис. 2.3.

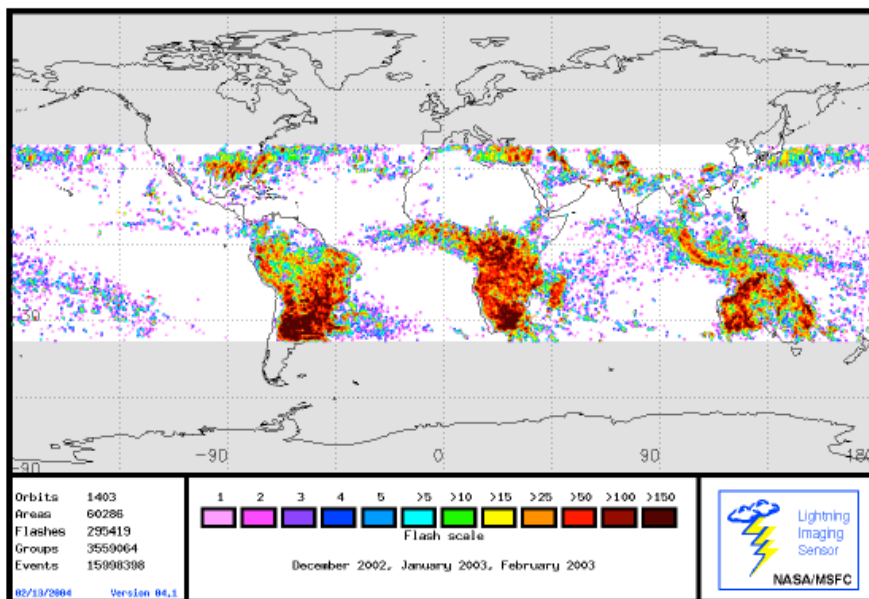


Рис. 2.3 Распределение молний по поверхности Земли

Кроме "обычных" молний, существует менее известный тип атмосферных разрядов. Над крупномасштабными системами грозовых облаков со спутников, самолетов и земной поверхности неоднократно наблюдались высотные оптические явления: "синие струи" (Blue Jets), "спрайты" (Red Sprites) "эльфы" (Elves) (см рис.2.4) и др, – происхождение которых связывают с гигантскими высоко-атмосферными разрядами.

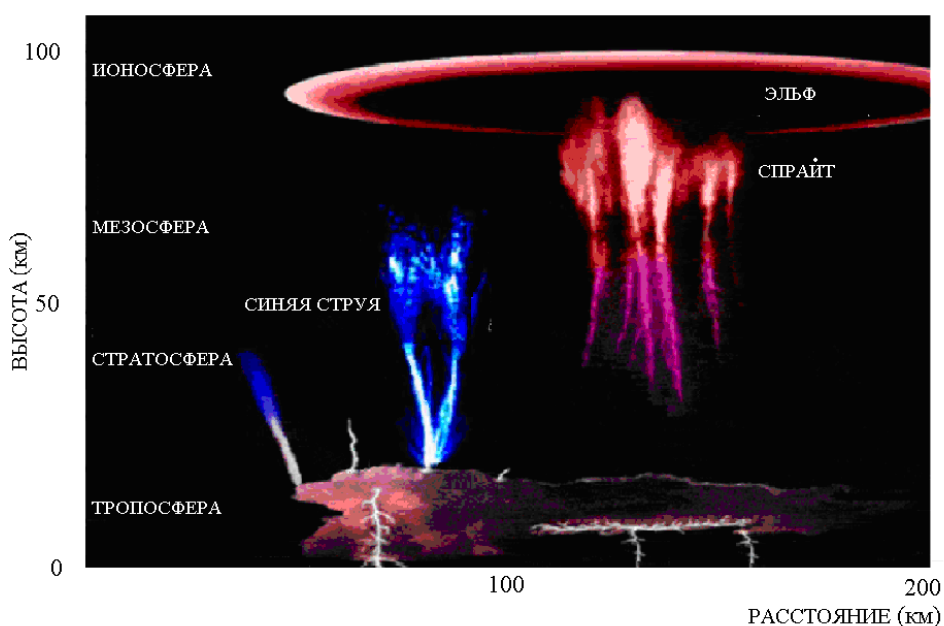


Рис. 2.4 Высоко-атмосферные оптические вспышки.

Первые высоко-атмосферные оптические вспышки наблюдались более ста лет назад (MacKenzie and Toynbee, 1886; Everett, 1903), но интерес к ним возрос лишь после наблюдений, проведённых учёными Университета Миннесоты [41]. Эти явления уникальны как по своим пространственным размерам, скорости протекания и энергии. Последовали ряд экспериментов по наблюдению и изучению высоко-атмосферных разрядов как наземными установками, так и с бортов самолётов (наблюдения в обсерватории O'Brien университета Миннесоты, вблизи островов республики Тайвань, эксперимент SPRITE 95, экспедиции Sprite-93, Sprite-94, Blue Sand-95, EXL98, где наблюдения производились с самолётов).

Red sprites – это высоко-атмосферные вспышки, происходящие над грозовыми облаками на высотах 50 – 90 км. В ширину они достигают размеров десятков километров. Их структура была подробно описана в работах Sentman et al, 1995 [42], где указывается на то, что они имеют яркое локализованное ядро, с размером в горизонтальном направлении ~ 2 км, кроме того существуют так называемые «усы», распространяющиеся вниз от основного ядра и которые простираются на 40 – 50 км от оси спрайта, изменяя свой цвет от красного до синего в самых нижних точках. Длительность спрайтов несколько десятков миллисекунд и происходят они спустя миллисекунды после разряда между облаком и землёй. Свечение преимущественно красного цвета (это линии возбуждения атомарного кислорода, которого много на этих высотах в атмосфере), светимость в максимуме – $10^8 - 10^9$ фотонов/см²с. Энергия оптического излучения одиночных спрайтов 1 -5 кДж, энергия же мощных спрайтов со сложной временной структурой может достигать 50 кДж. Частота спрайтов составляет 0,5 – 1 % от частоты обычных молний.

Blue jets – происходят на более низких высотах по отношению к Red sprites, на высотах 40 – 50 км. Скорость развития от облаков вверх – 100 км/с. Общая длительность явления больше, чем у спрайтов – около 100 мс. Свечение преимущественно синего цвета, т.к. на этих высотах в основном преобладает азот N₂, интенсивность в максимуме меньше, чем у спрайтов: 10^8 фотон/см²с, а полная выделяемая при разряде энергия – порядка 10^7 Дж, но в оптическом диапазоне, максимум – десятки килоджоулей.[43]

Elves – впервые наблюдались в 1995 году (Tohoku University, Fukinishi et al. [44]). Эти разряды происходят на высотах около 100 км, горизонтальные размеры достигают 200 – 700 км и время их развития – самое маленькое среди перечисленных явлений и составляет меньше 1 мс. Считается, что они инициированы электромагнитными импульсами от молниевых разрядов [45].

В последние годы начались исследования вспышек в верхней атмосфере с помощью видео камер и спектрометров, размещенных на спутниках Земли. Наиболее широкий спектр приборов, регистрирующих характеристики электромагнитного излучения в области длин волн от УФ до ИК используется в установке ISUAL на спутнике FORMOSAT-2 (ROCSAT-2) [46], запущенный в мае 2004 года. Также как и в наблюдениях с поверхности земли и с борта самолета приборы ISUAL направлены горизонтально так, чтобы видеть разрез атмосферы по высоте. На рис. 2.5 представлены данные о развитии во времени вспышки типа Red Sprite, зарегистрированной отдельными детекторами ISUAL с различными спектральными характеристиками. Видно, что вспышка длится в течение нескольких мс и излучение происходит в широком спектре длин волн от УФ до ИК.

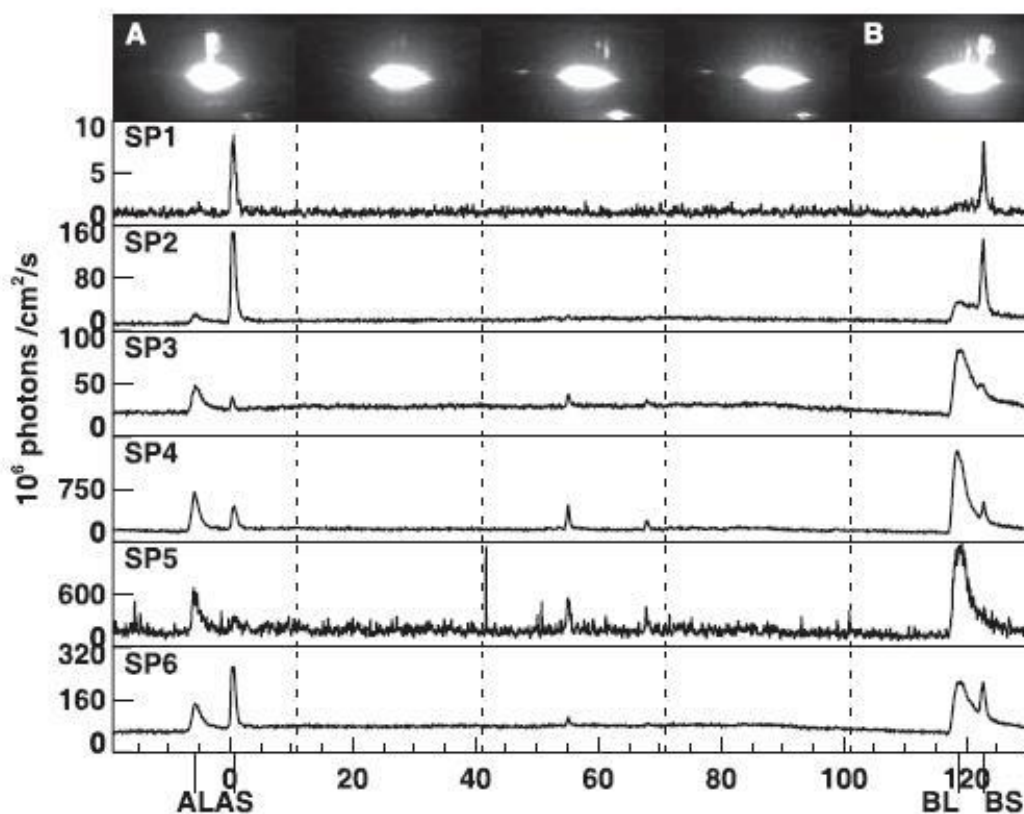


Рис. 2. 5 Данные ISUAL об одной из вспышек типа Red Sprite. Верхний ряд- видео кадры с длительностью 15 мсек (здесь большое пятно- это вспышка молнии, свет которой рассеян облаком, от нее вверх распространяется Red Sprite). Нижние ряды- данные о временном профиле события в различных длинах волн. Диапазоны длин волн, соответствующие обозначениям SP 1-6 показаны на следующем рисунке.

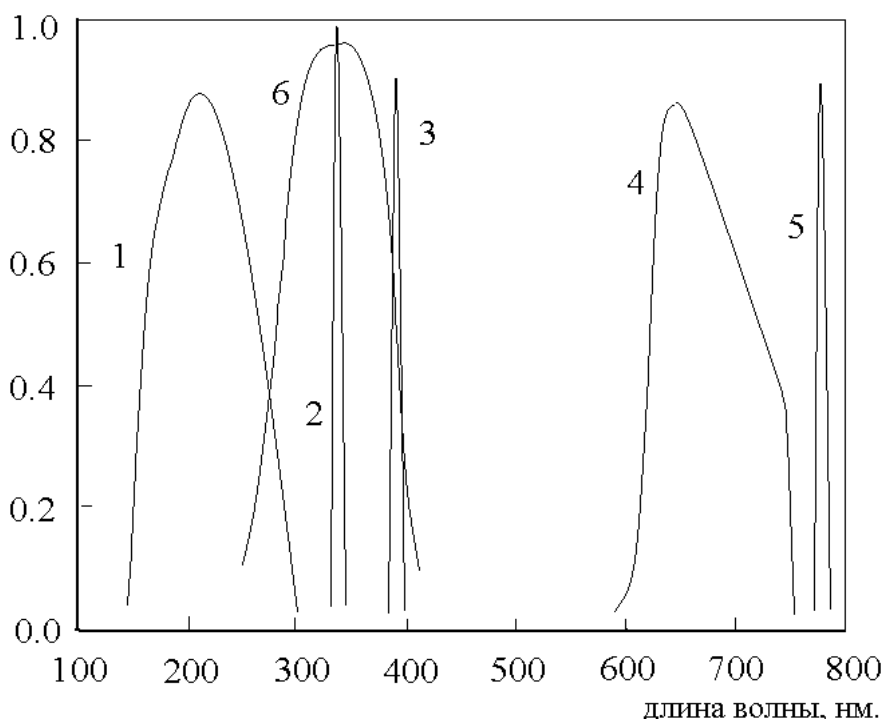


Рис. 2.6. Диапазон длин волн в отдельных окнах 1-6 спектрометра ISUAL.

На предыдущем рисунке диапазоны обозначены как SP с соответствующими номерами.

Во временных профилях видна молния- инициатор высоко-атмосферной вспышки. Интересно, что спектры свечения молнии и высоко-атмосферного разряда сильно различаются. Молния почти не видна в УФ, а в Red sprite свечение в видимом диапазоне и в УФ сравнимы.

Спутниковые наблюдения высоко-атмосферных разрядов имеют ряд преимуществ. Одно из них — это большое эффективное время работы детекторов на ночной стороне Земли. Для прибора ISUAL это время составляло 25 минут на витке спутника (за сутки спутник совершал 14 витков). В результате накоплена огромная статистика вспышек в верхних слоях атмосферы (с июля 2004 по июнь 2007 ISUAL зарегистрировал 5434 “эльфа”, 633 спрайта, 657 разрядов, названных гало и 13 гигантских струй). Интересно, что преобладающими являются явления типа “эльфов”, причём частота их появления больше над океанами [47].

2.2 Данные спутника «Университетский-Татьяна»

Самые поздние и глобальные измерения УФ свечения ночной атмосферы Земли были произведены детектором ДУФ на борту микро спутника МГУ «Университетский-Татьяна». Впервые были получены данные о свечении атмосферы в диапазоне длин волн 200 – 400 нм по всем широтам от экватора до полярных областей и при разных

фазах Луны, а так же проведены спутниковые наблюдения транзитных световых явлений в указанном диапазоне.

2.2.1 Аппаратура детектора УФ излучения

Схематичное изображение устройства детектора ДУФ представлено на рис. 2.7.

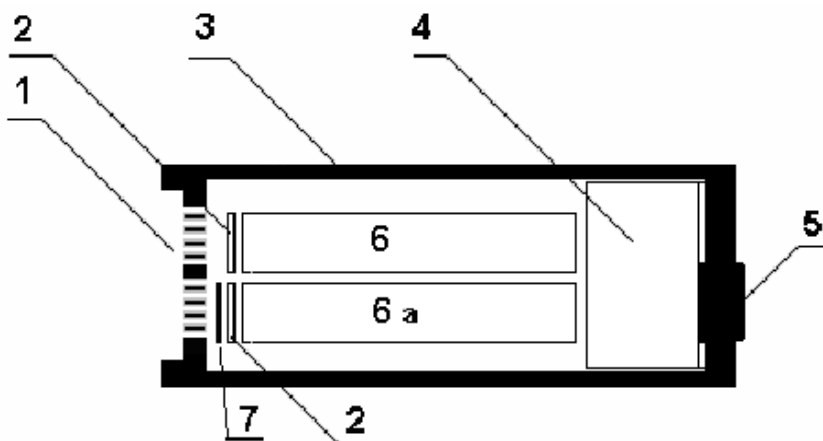


Рис. 2.7. Детектор УФ излучения. 1- коллиматор, 2 - УФ фильтры на входных окнах ФЭУ, 3 - бокс детектора, 4 - блок электроники, 5 - разъем силового и информационного кабеля, 6 - ФЭУ с открытым окном, 6а - ФЭУ с закрытым окном, 7 – крышка.

Основным элементом детектора является ФЭУ типа R1463 с мульти-щелочным катодом, перед которым расположен коллиматор, который ограничивает поле зрения до 15° и уменьшает площадь ФЭУ до $0,4 \text{ см}^2$ и фильтр УФС-1, который ограничивает диапазон регистрируемого света до $200 - 400 \text{ нм}$. Второй ФЭУ служит для измерения фона от заряженных космических частиц, которые создают черенковский свет и флуоресценцию в стеклянных элементах детектора. С помощью системы автоматического регулирования управлением (АРУ) высокое напряжение на делителях ФЭУ управляется током анода открытого ФЭУ так, чтобы анодный ток был примерно постоянным при любой интенсивности УФ излучения. Время установления постоянного анодного тока около 1 сек, а измерение интенсивности по значению высокого напряжения производится каждые 4 сек. Такое управление позволяет достичь рекордно широкого динамического диапазона ($\sim 10^6$) в работе открытого ФЭУ. Таким образом достигается важное преимущество данного детектора перед используемыми в предшествующих экспериментах, а именно – широкий динамический диапазон измерения, что позволяет работать как при новолунии (минимальное значение интенсивности $\sim 2 \cdot 10^7$ фотонов/ см^2 с ср), так и в полнолуние (максимальная

интенсивность $\sim 3 \cdot 10^9$ фотонов/(см² с ср) и, даже, на дневной стороне (\sim до 10^{13} фотонов/(см² с ср)).

Еще одним преимуществом детектора является возможность поиска и измерения кратковременных вспышек УФ. Для этого аппаратура детектора оснащена цифровым осциллографом с двумя шкалами времени: 1) с шагом цифрового осциллографа 16 мкс и длительностью развертки 4 мс; 2) с шагом цифрового осциллографа 0,256 мс и длительностью развертки 64 мс. В силу недостаточного объема телеметрии для передачи данных на Землю за один виток спутника можно передать только по одной осциллограмме в каждой временной шкале. В этой связи была выбрана специальная форма отбора «полезных» событий: первоначальный отбор вспышки проводился по суммарному сигналу за время интегрирования, равному 0,1 от длительности развертки, и такая вспышка записывалась в оперативную память, если значение нового сигнала оказывалось больше предыдущего. В конце «ночного» витка данные развертки самого «яркого» события переводились из оперативной памяти в основную память, считываемую во время передачи данных. Таким образом, на Землю поступали данные о наиболее интересных ярких вспышках. По моменту времени появления вспышки определялось положение спутника на орбите и для заданного направления оптической оси детектора определялось место вспышки в атмосфере. Для направления оптической оси в надир неопределенность положения вспышки в атмосфере определяется полем зрения детектора и составляло круг с диаметром 250 км.

Интенсивность УФ в каждой точке измерения представляют два кода (числа) М и N. Код М определяет высокое напряжение на ФЭУ, а N – представляет результат измерения сигнала с помощью АЦП. Число фотоэлектронов, образованных на фотокатоде ФЭУ вычисляется по формуле:

$$n_q(N, M) = \frac{(3 \cdot N \cdot 10^{-3}) \cdot C}{G(M) \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}}, \quad (2.1)$$

где С – ёмкость анодной цепи ФЭУ (10 ± 2 пФ), $1.6 \cdot 10^{-19}$ – заряд электрона в кулонах, G(M)- коэффициент усиления ФЭУ, который зависит от кода М как $G(M) = 3 \cdot 10^6 (M/255)^{6.45}$. Тогда число фотонов, зарегистрированных за время Δt , определяется из выражения:

$$i(M, N) = \frac{n_q(N, M)}{\eta \cdot \tau} \Delta t, \quad (2.2)$$

где η – квантовая эффективность фотокатода ФЭУ (0.19 ± 0.01), τ – время, определяемое RC цепочкой на аноде ФЭУ ($\tau = 3 \cdot 10^{-5}$ с).

Подробное техническое описание прибора содержится в литературе: [48,49]

Для визуализации и обработки данных по УФ излучению атмосферы со спутника «Татьяна» была написана программа Tatiana.exe. Она написана на языке программирования Delphi 5. Интерфейс

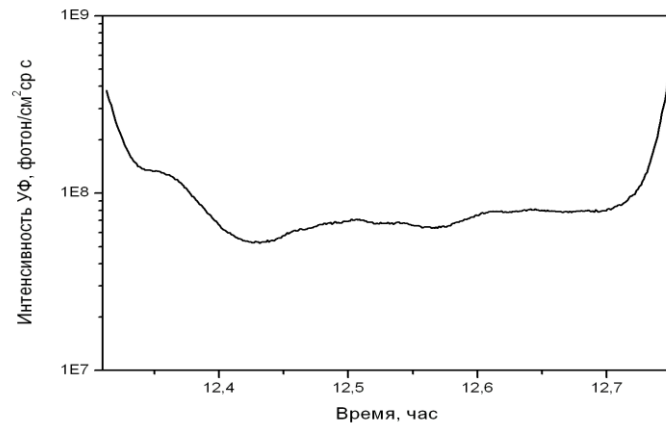
Возможности программы включают в себя:

- Построение графиков и осциллограмм любых данных по УФ излучению.
- Нахождение координат (из базы данных) спутника «Татьяна» для любого момента времени. В базе данных по спутнику «Татьяна» координаты приводятся с шагом по времени – 1 минута. Поэтому при необходимости находить более точные координаты спутника (в случае изучения географического распределения вспышек) использовалась программа Orbitron (автор S. Stoff), которая по данным орбиты спутника рассчитывает его координаты для заданного момента времени.
- Расчёт времени и энергии УФ вспышек.
- Автоматическое нахождение фазы Луны для каждого дня из базы данных программы.

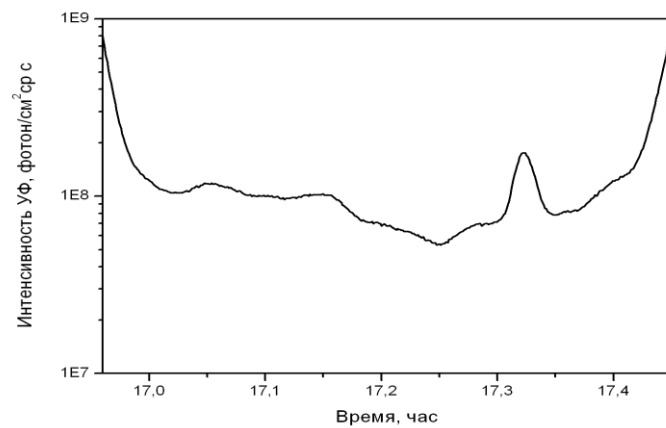
2.2.2 Медленные вариации УФ излучения

Для эксперимента ТУС первым, важным результатом, который получен на основе данных микро спутника «Татьяна» является интенсивность УФ, излучаемого атмосферой, т.е. уровень шума, при котором придётся регистрировать ШАЛ.

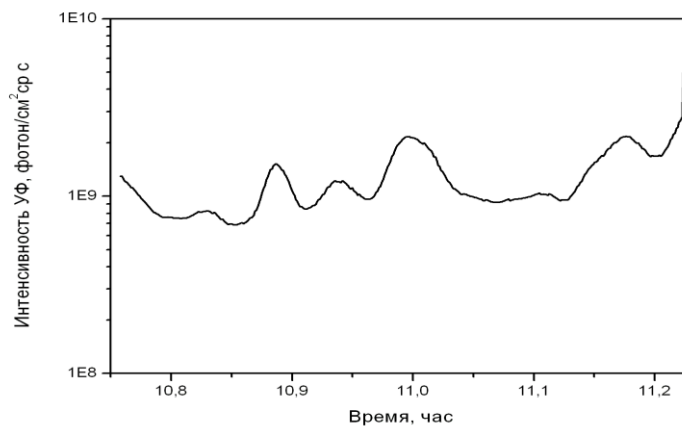
На рис. 2.6 приведены примеры данных спутника на разных ночных витках. Видно, что при увеличении фазы Луны, средняя интенсивность рассеянного света увеличивается, а вариации становятся больше, т.е. отчётливее проявляются особенности рассеивающих и отражающих поверхностей под спутником, в частности облачного покрова в атмосфере. Острый пик, с максимальной интенсивностью $2 \cdot 10^8$ фотонов/см²ср в приведенном примере соответствует пролёту спутника над Японией. Подобное заметное увеличение интенсивности УФ излучения, связанное с деятельностью человека, дают лишь огромные мегаполисы, таких примеров за всё время работы спутника «Университетский-Татьяна» было зарегистрировано всего несколько. Поэтому, сильно повлиять на работу детектора ТУС при измерениях частиц КЛПВЭ они не смогут. Для работы детектора ТУС важнее проследить за более слабыми вариациями интенсивности УФ в безлунные ночи, когда интенсивность не превышает 10^8 фотонов/см² с ср, которые обсуждаются ниже.



а)



б)



в)

Рис. 2.8 Профили мониторинга УФ свечения для разных фаз Луны, а) 08.02.2005, новолуние, б) 13.02.2005, фаза Луны 25 % (пик в районе 17.3 часа – сигнал при пролёте спутника над островами Японии), в) 24.03.2005, полнолуние.

Обработанные за всё время работы данные позволили получить зависимость средней интенсивности УФ свечения ночной атмосферы от фазы Луны. На рис. 2.8 приведена данная зависимость. Видно, что интенсивность изменяется от $3 \cdot 10^7$ фотонов/см²ср сек при фазе равной 0 % до $\sim 3 \cdot 10^9$ фотонов/см²ср сек для фазы 100 %, т.е. изменение происходит на 2 порядка.

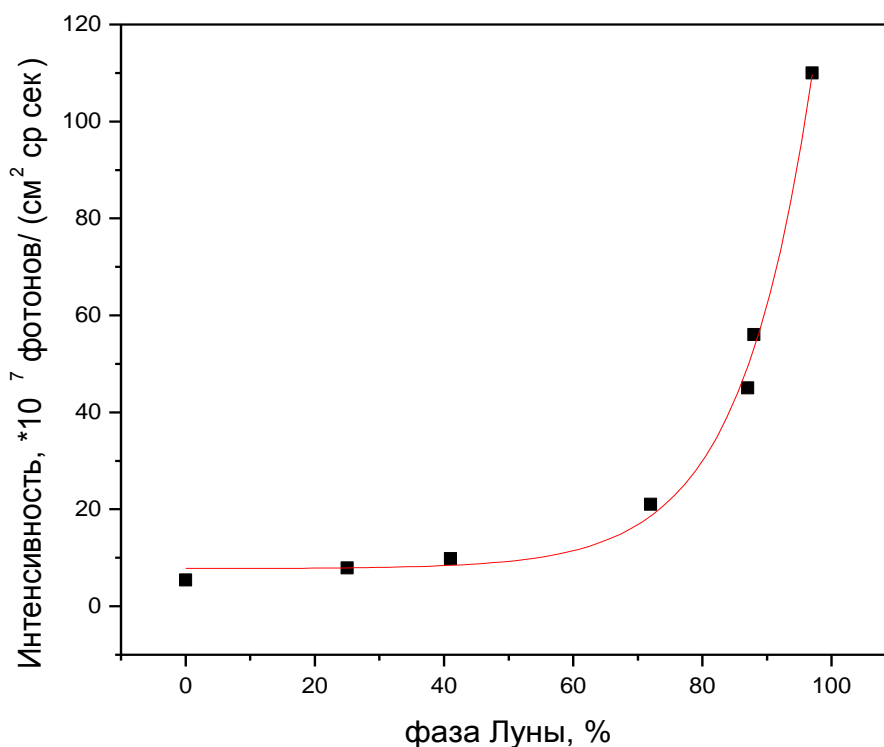


Рис. 2.9. Зависимость УФ излучения от фазы Луны.

Интенсивность регистрируемого УФ излучения зависит от фазы Луны, от высоты Луны над местным горизонтом, от облачного покрова. Интенсивность УФ, представленная на рис. 2.9 это средняя интенсивность за время пролета на ночной стороне Земли, когда фаза Луны неизменна, а остальные факторы усреднены.

За время работы спутника «Университетский-Татьяна» были получены данные и по УФ свечению 300-400 нм в полярных областях. Такие наблюдения возможны только тогда, когда спутник попадает в полярную область ночью, то-есть в сезон зимы для Северного и Южного полушария. Примеры наблюдений приведены на рис. 2.10. Видно, что интенсивность аврорального свечения превышает 10^9 фотонов/см² ср с.

В сезоны наблюдения аврорального УФ свечения появляется также возможность непосредственного сравнения интенсивности аврорального свечения, которое, как известно, связано с проникновением электронов в атмосферу, со УФ свечением на средних и низких широтах. Интенсивность УФ излучения, регистрируемого на средних

широтах примерно на порядок меньше, чем амплитуда УФ излучения в области овала полярных сияний. Вместе с тем эта интенсивность значительно больше, чем ожидаемая интенсивность рассеянного свечения звезд. По данным спутника «Университетский-Татьяна» УФ свечение порядка 10^8 фотонов/см²ср иногда наблюдается по обе стороны экватора. В литературе обсуждается аномальное присутствие (высыпание) электронов в приэкваториальной области, которые, в принципе, могут дать УФ свечение.

УФ свечение на средних и приэкваториальных широтах наблюдалось и в эксперименте Шеффера, и GUVI, но в другом диапазоне длин волн (122,5-135 нм и 135,6 нм). На рис. 2.11 приведено сравнение наблюдений двух спутников за дни, в которые для спутника «Университетский-Татьяна» были возможны измерения в полярных областях. Очевидно совпадение данных в полярных областях, но видно и наличие корреляции регистрируемых излучений на средних широтах, которые можно ассоциировать с приэкваториальной аномалией. Природа данного свечения атмосферы на средних широтах пока не известна. Интересна возможность спорадического возрастания потоков электронов на $L=1.1-2$ (спорадические электронные пояса), связанные с электронами, ускоренными в приэкваториальной верхней атмосфере. Подобные явления обсуждаются в модели высоко-атмосферного разряда на «убегающих электронах» [49].

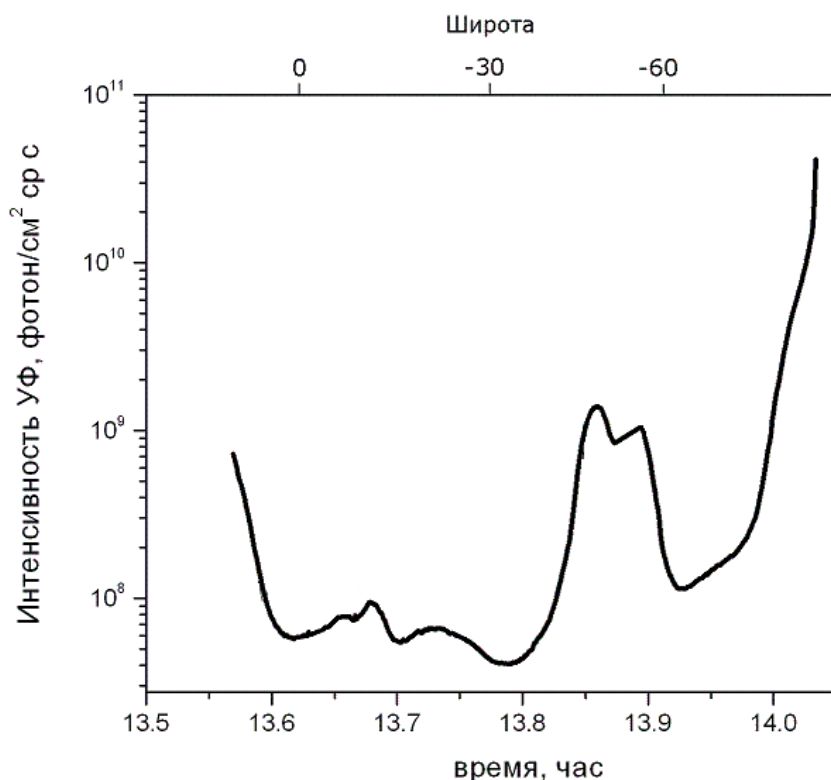


Рис. 2.10. Пример измерения спутником «Университетский-Татьяна» интенсивности УФ свечения в полярной области 10 июля 2005 года.

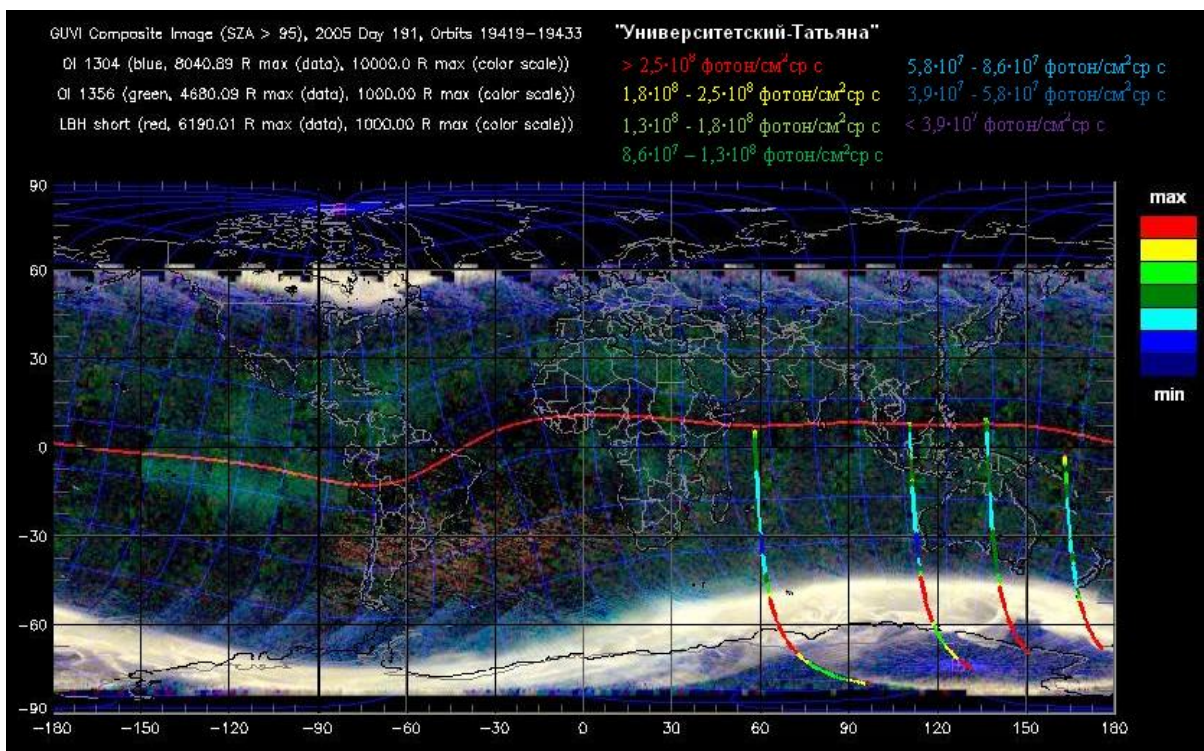


Рис. 2.11. Сравнение данных приборов GUVI спутника TIMED и ДУФ спутника «Университетский-Татьяна».

2.2.3 Вспышки УФ излучения.

За всё время работы спутника «Университетский-Татьяна» было зарегистрировано около 300 вспышек УФ излучения длительностью от одной до десятков миллисекунд. Обработка данных производилась с помощью программы Tatiana.exe.

Время работы спутника можно разделить на два периода: первый квартал 2005 года, когда хорошо работала система ориентации и стабилизации спутника, и детектор УФ излучения смотрел строго в надир, и всё оставшееся время работы спутника до марта 2007 года, когда имело место вращение спутника и ориентация не была строгой.

За первый период были получены и обработаны 63 вспышки ультрафиолетового свечения.[50] Примеры вспышек приведены на рис. 2.12.

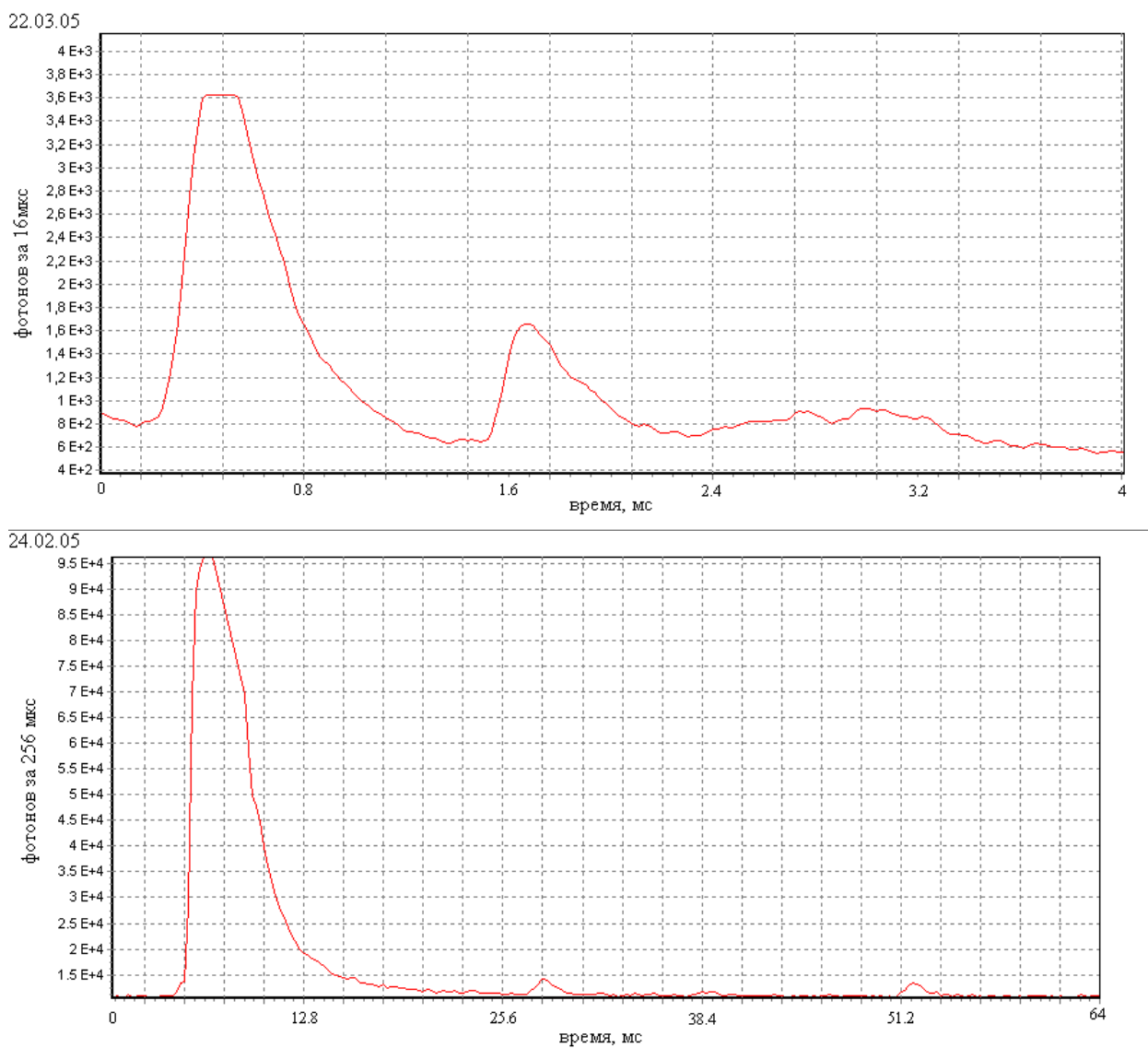


Рис. 2.12 Примеры вспышек УФ, зарегистрированных спутником «Университетский-Татьяна» 22 марта (развёртка 4мс) и 24 февраля (развёртка 64 мс) 2005 года.

Идентифицировать природу данных вспышек можно только косвенными способами, анализируя их временные характеристики, распределение по географическим координатам, энергии вспышек и другие особенности.

Самое простое предположение о том, что это обычные молниевые разряды не оправдывается по ряду причин. Во-первых, электромагнитное излучение от молний находится в основном в видимом диапазоне длин волн, так как благодаря большой энергии, выделяемой в стволе молнии, молекулы азота разрушаются и УФ излучение возбужденных молекул азота в случае молниевых разряда подавлено.

Во-вторых, суммарная энергия, выделяемая в молниевом разряде невелика, по сравнению с энергией, регистрируемой в УФ диапазоне вспышек.

Количество фотонов зарегистрированных детектором за время Δt , $(i(M,N))$ определяется по формуле (2.2). Если умножить $i(M,N)$ на фактор $4\pi R^2/S$, который определяет соотношение фотонов, произведённых в атмосфере к количеству, попавших в детектор при изотропном их излучении, то можно посчитать количество фотонов образованных в самой вспышке за время Δt . Например, во вспышках, приведённых на рис.2.12 всего было зарегистрировано детектором $3 \cdot 10^5$ фотонов (для вспышки 22.03.05) и $1,3 \cdot 10^6$ фотонов (для 24.02.05), а значит количество фотонов, образованных в атмосфере $\sim 10^{23}$ (для первой вспышки) и $4 \cdot 10^{23}$ (для второй). Иногда вспышки были столь мощными, что количество фотонов превышало верхний предел регистрации, и прибор насыщался. В этом случае количество фотонов в самой вспышке несколько больше, чем посчитанное по осциллограмме.

По числу фотонов, зарегистрированных в детекторе, можно оценить энергию УФ вспышки в атмосфере. Расчёт энергии вспышки в атмосфере производится по следующей формуле:

$$E = \frac{hc}{\lambda} \cdot \frac{4\pi R^2}{S} \cdot i(M,N), \quad (2.3)$$

где h – постоянная Планка, c – скорость света, λ – средняя длина волны УФ излучения (360 нм), R – высота орбиты спутника (1000 км), S – площадь фотокатода ФЭУ детектора ДУФ на спутнике «Университетский-Татьяна», ограниченного коллиматором ($0,4 \text{ см}^2$), N – число фотонов попавших в ФЭУ за всё время вспышки. Для вспышек, приведённых на рис.2.12, энергия, посчитанная таким образом равна 30 кДж (для 22 марта) и 120 кДж (для 24 февраля).

Подобные оценки энергии, выделяемой в УФ диапазоне в каждой вспышке, показали, что в эксперименте «Университетский-Татьяна» наблюдаются вспышки с энергией в диапазоне от 1 до 10^3 кДж.

Еще одним аргументом против того, что регистрируемые вспышки, в основном, являются молниями, стало наблюдаемое распределение вспышек по географической широте. Оказалось, что отобранные, самые большие вспышки УФ на ночном витке спутника, располагаются вблизи экватора. В первом периоде работы спутника 46 % вспышек оказались между 10 градусов южной широты до 10 градусов северной широты (см. рис. 2.13). Для анализа вспышек во втором периоде работы спутника был выбран больший интервал разбиения по широте, поскольку положение вспышки в атмосфере определяется с меньшей точностью. При неопределённости ориентации спутника 45°

ошибка определения координаты вспышки ~ 1000 км, что в градусном измерении составляет около 10° . Если отклонение от направления в надир 60° , то ошибка в определении широты вспышки не больше 15° . При ещё больших отклонениях спутника было бы существенно изменение измеряемой энергии вспышек, т.к. увеличивается толщина атмосферы между вспышкой и спутником, и соответственно поглощение света, чего нет в рассматриваемых вспышках. Совсем «плохие» данные, когда спутник неуправляемо вращался, не рассматривались. Во втором периоде – 78 % вспышек оказалось между 30 градусов южной широты и 30 градусов северной широты (см. рис. 2.14).

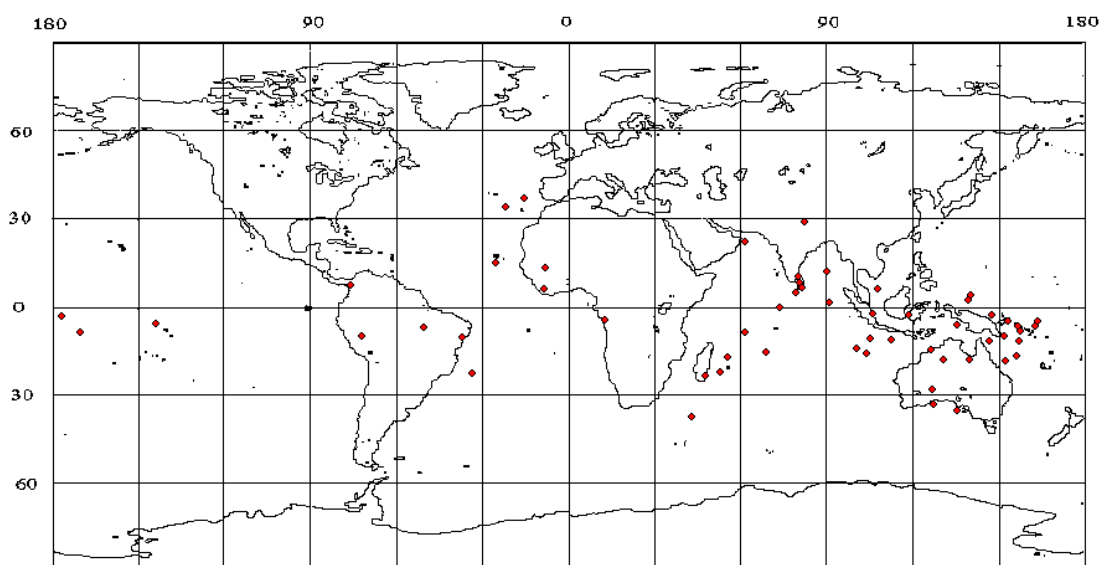
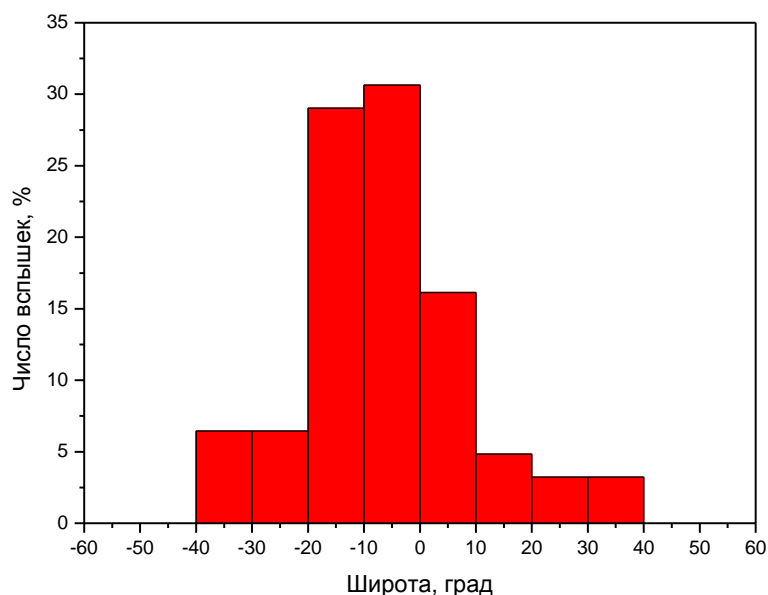


Рис. 2.13 Распределение вспышек УФ по географической широте (февраль – апрель 2005 года).

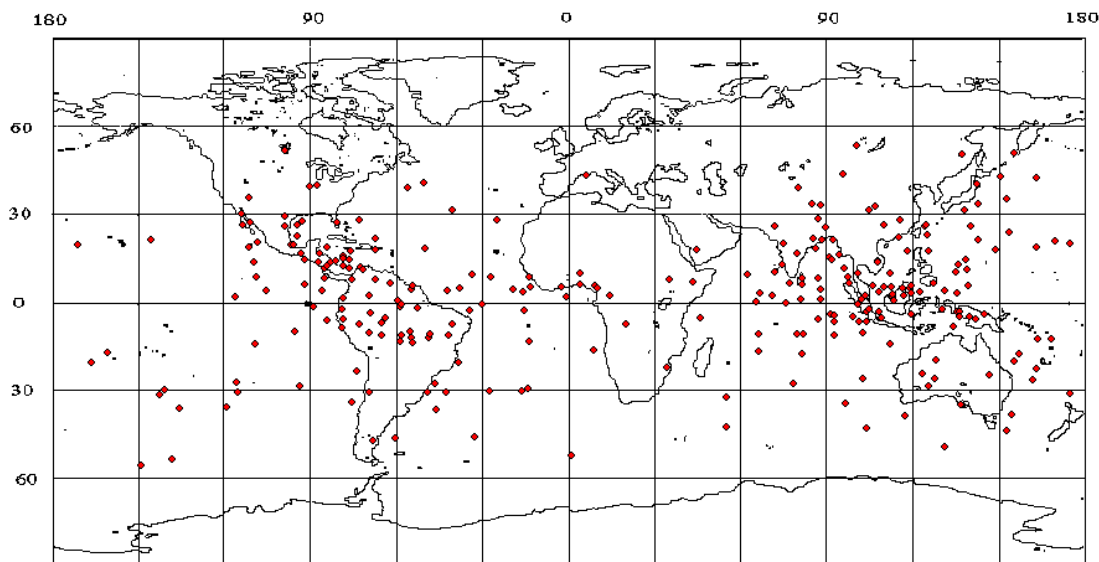
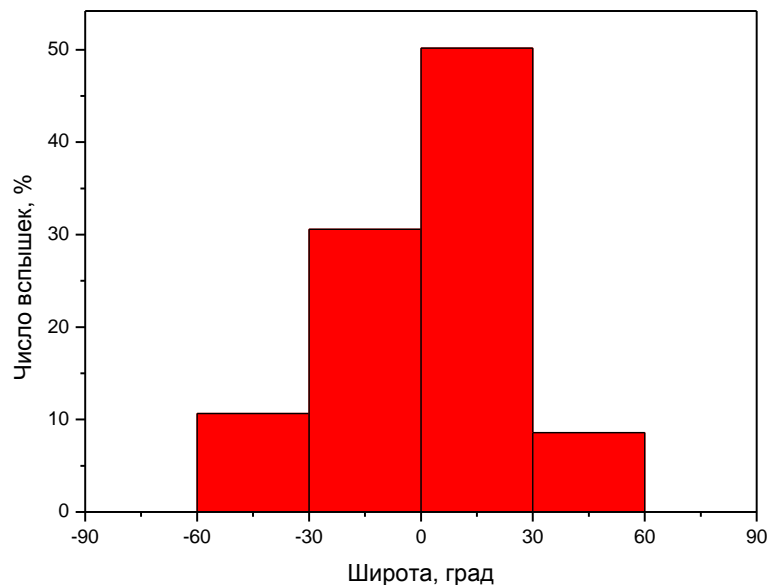


Рис. 2.14 Распределение вспышек УФ по географической широте (май 2005 года - сентябрь 2006 года).

Как было показано выше, распределение частоты появления молний по географическим координатам показывает корреляцию с материками. На рис. 2.3, где показано распределение молний (гроз) по поверхности Земли, взятое из [38], отчётливо видно, что молнии, в основном, происходят над сушей, а над океаном их существенно меньше. По данным спутника «Татьяна» большая часть мощных вспышек УФ происходит над океаном, нежели над поверхностью суши, см. рис. 2.15. Видно, что 80 % вспышек за первый из рассматриваемых периодов работы спутника, когда была ориентация в надир, зарегистрировано над океаном.

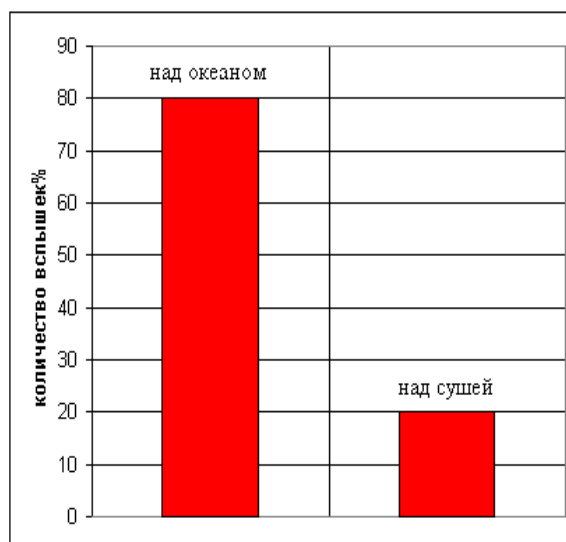


Рис. 2.15 Распределение вспышек УФ над океаном и сушей по данным спутника «Университетский-Татьяна».

Эти выявленные особенности дают основание предполагать, что вспышки УФ излучения, регистрируемые спутником «Университетский-Татьяна» скорее являются УФ излучением от высоко-атмосферных разрядов, так называемых транзиентных световых явлений (Transient Luminous Events). Наши данные об УФ вспышках хорошо согласуются с данными многих работ [52-54] по изучению этих атмосферных явлений.

Самые большие вспышки типа гигантских голубых струй наблюдались над поверхностью океана [55], и, как оказалось, они не связаны с областями обычной грозовой активности, так же, как и вспышки, зарегистрированные спутником «Татьяна». Фотографии одного события из этой работы, сделанные с шагом 17 мс, приведены на рис. 2.16. Диапазон энергий таких явлений $10 - 10^3$ кДж, что тоже попадает в энергетический диапазон вспышек, регистрируемых «Татьяной». В работе [56] рассчитана эмиссия УФ свечения в рамках стримерной модели развития разряда в атмосфере. Временное развитие моделированного УФ свечения согласуется с временным профилем вспышек (рис. 2.17).

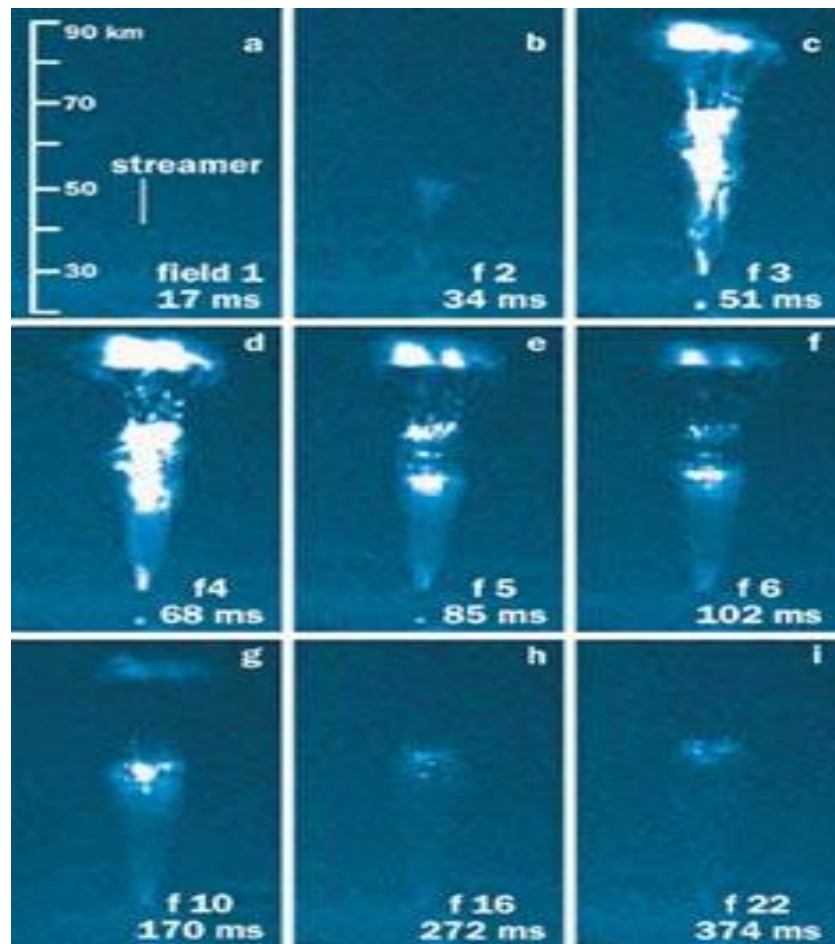


Рис. 2.16 Фотографии гигантской голубой струи из работы [19].

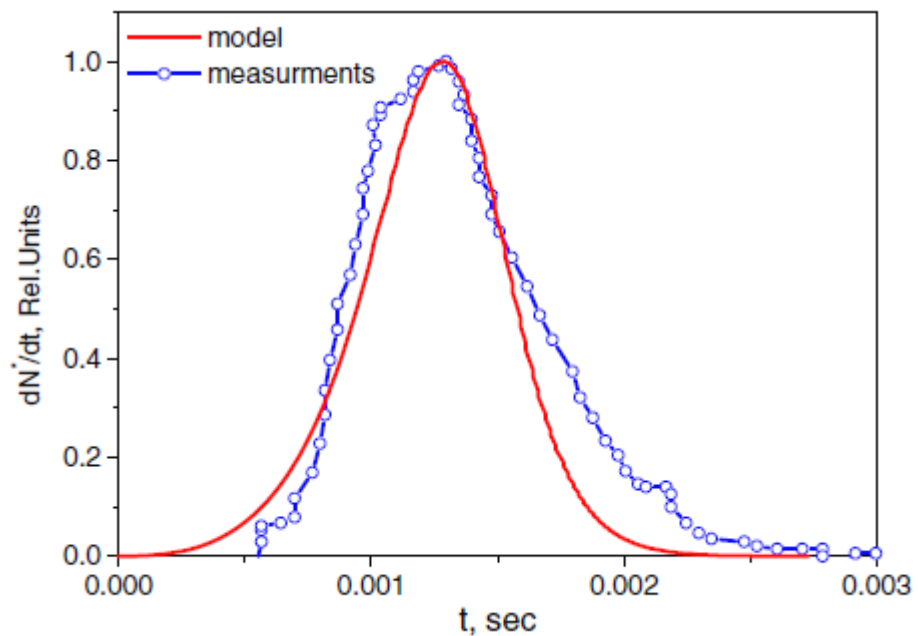


Рис. 2.17 Сравнение временного профиля вспышки, зарегистрированной спутником «Татьяна» (синяя линия) и УФ свечения «гигантской голубой струи», моделирование из работы [56].

Так же интересно отметить, что в эксперименте ISUAL на борту спутника ROCSAT-2 регистрировались события типа Elves с частотой 7 событий в день и 70 %

всех подобных явлений были зарегистрированы над океаном [57], см. рис. 2.18 что тоже согласуется с данными спутника «Университетский-Татьяна».

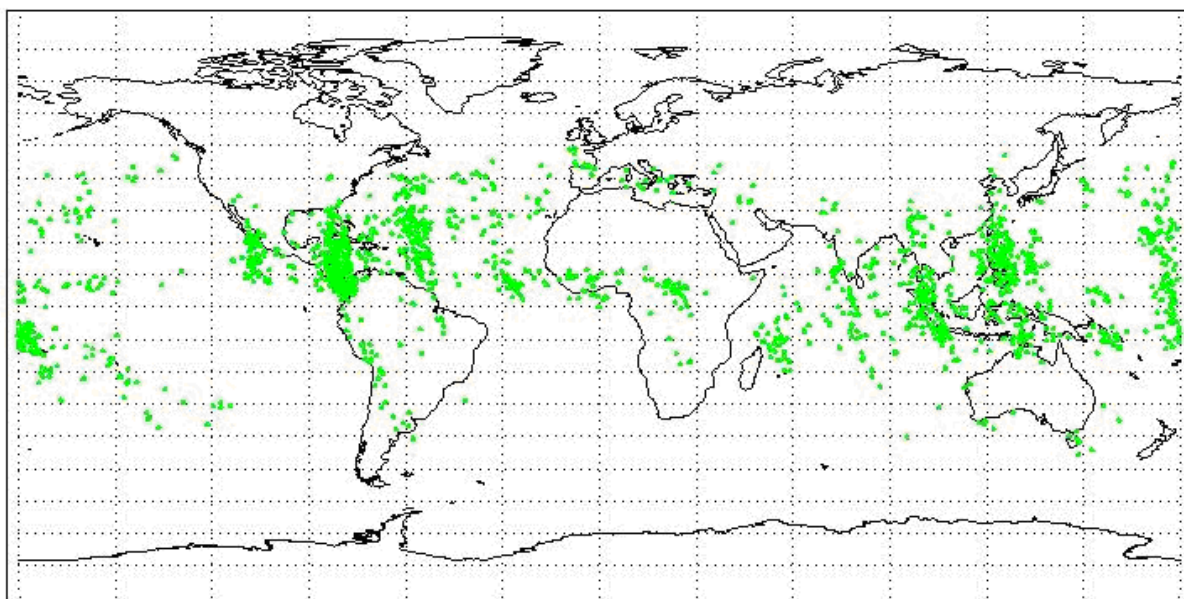


Рис. 2.18 Распределение вспышек типа Elves по данным эксперимента ISUAL [58].

Среди вспышек, зарегистрированных спутником «Татьяна» также часто встречаются двойные и тройные вспышки (рис. 2.19, 2.20), а также сильно изрезанные сигналы, которые видимо, отражают пространственно-временную структуру спрайтов (рис. 2.21). Возможно такие сигналы являются признаком вспышки типа Sprite. Известно, что спрайты бывают одиночные, но чаще, двойные и тройные, более того у спрайтов существуют так называемые «усы», которые простираются на 40 – 50 км от оси спрайта.

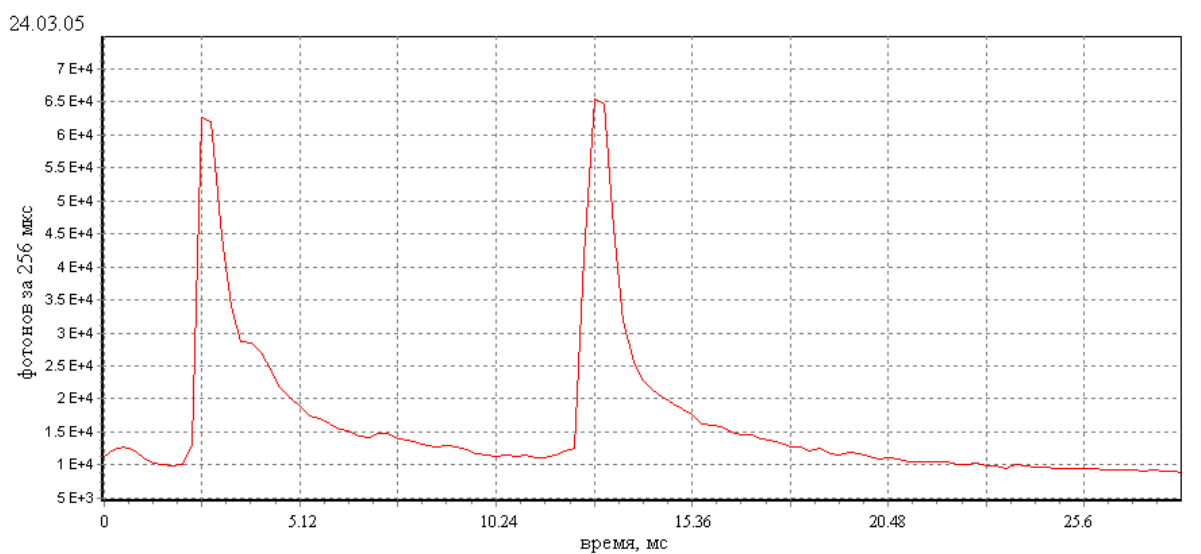


Рис. 2.19 Вспышка УФ, содержащая 2 всплеска.

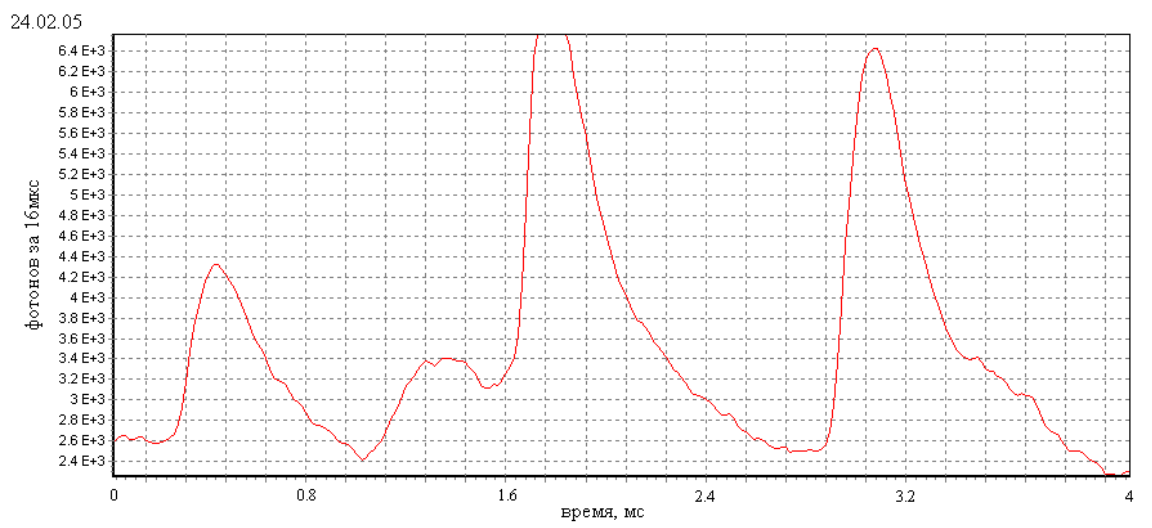


Рис. 2.20 Вспышка УФ, состоящая из трёх всплесков подряд.

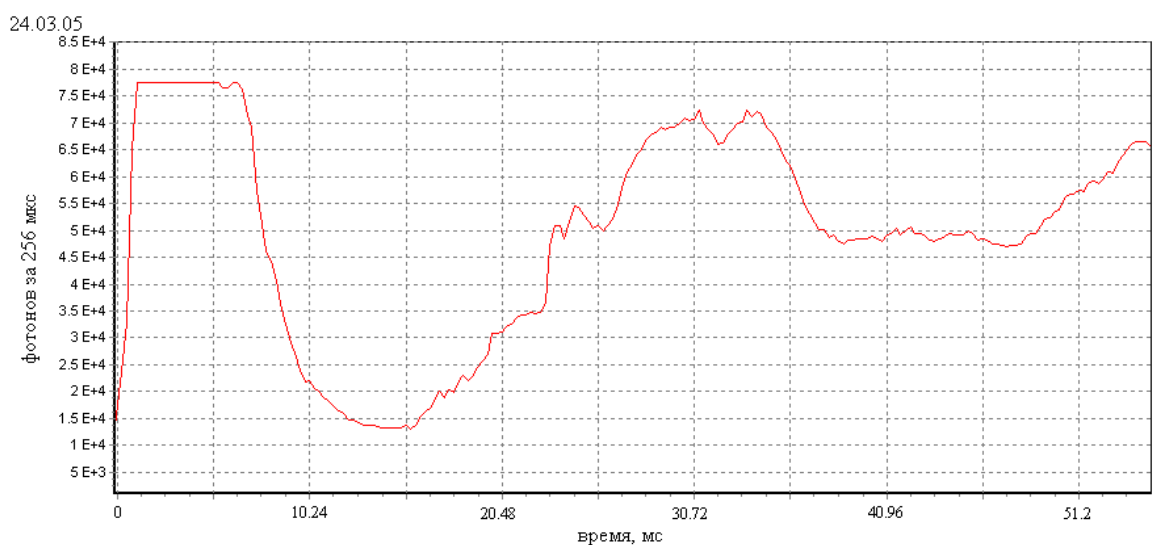


Рис. 2.21 Пример вспышки со сложным временным профилем (на начальном участке происходит насыщение детектора).

К сожалению, детектор ультрафиолетового свечения не позволял получать пространственную картину явлений, происходивших в атмосфере, что позволило бы детальнее их описать и классифицировать. Но такая возможность будет в экспериментах на микро спутнике «Татьяна-2», на борту которого будет находиться комплекс аппаратуры для всестороннего изучения транзитных световых явлений [59].

Глава 3 Моделирование работы оптических элементов детектора ТУС (зеркала- концентратора, световода).

Проект создания будущей «следающей» оптической системы для наблюдения ШАЛ.

3.1 Моделирование работы зеркала- концентратора.

Моделирование проводилось в рамках геометрической оптики без учёта волновых свойств света. Дифракционные эффекты не принимаются во внимание в силу больших размеров отражающей поверхности и не когерентности источника света.

Для простоты, сначала было рассмотрено зеркало квадратной формы, площадью 1 м². Падающий свет при моделировании представляется в виде отдельных лучей, которые отражаются от точек, заданных координатами (x_i, y_i) по законам геометрической оптики. Количество падающих на зеркало лучей определяет интенсивность света. Вероятность отражения задаётся коэффициентом отражения. Поверхность «плоская», но в каждой точке характеризуется нормалью, определяющей направление отражения света, которая задаётся двумя углами (углы поворота относительно осей, расположенных в плоскости, перпендикулярной оси зеркала – α и β). Таким образом, реальное зеркало заменяется плоскостью, у которой от точки к точке меняется направление отражения света.

Почему в рассматриваемом случае возможна такая модель зеркала? С одной стороны, высота парабол зеркала Френеля составляет 1 см, что много меньше фокусного расстояния (1,5 м), и ошибка, вносимая в расчётах при такой модели для разных точек меньше 0.7 %. С другой стороны, этот же способ позволяет моделировать и другой, тип зеркала, возможное для использования в космическом эксперименте по обнаружению КЛПВЭ (трековое зеркало).

Таким образом, направление отражённого луча определяется двумя величинами:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{x_i}{x_i^2 + y_i^2} (\sqrt{x_i^2 + y_i^2 + f^2} - f), \quad (3.1)$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{y_i}{x_i^2 + y_i^2} (\sqrt{x_i^2 + y_i^2 + f^2} - f),$$

Направление прихода света задаётся двумя углами: зенитным θ (угол, который составляет луч с нормалью зеркала) и азимутальным φ (угол, отсчитываемый от положительного направления оси X, плоскость зеркала – плоскость (XY), нормаль зеркала – ось Z). Тогда, если угол θ равен нулю, то лучи соберутся в точку, а если нет, то мы получим некоторое пятно в фокальной плоскости. На рис.3.1 показано несколько изображений, получаемых при разных направлениях прихода света.

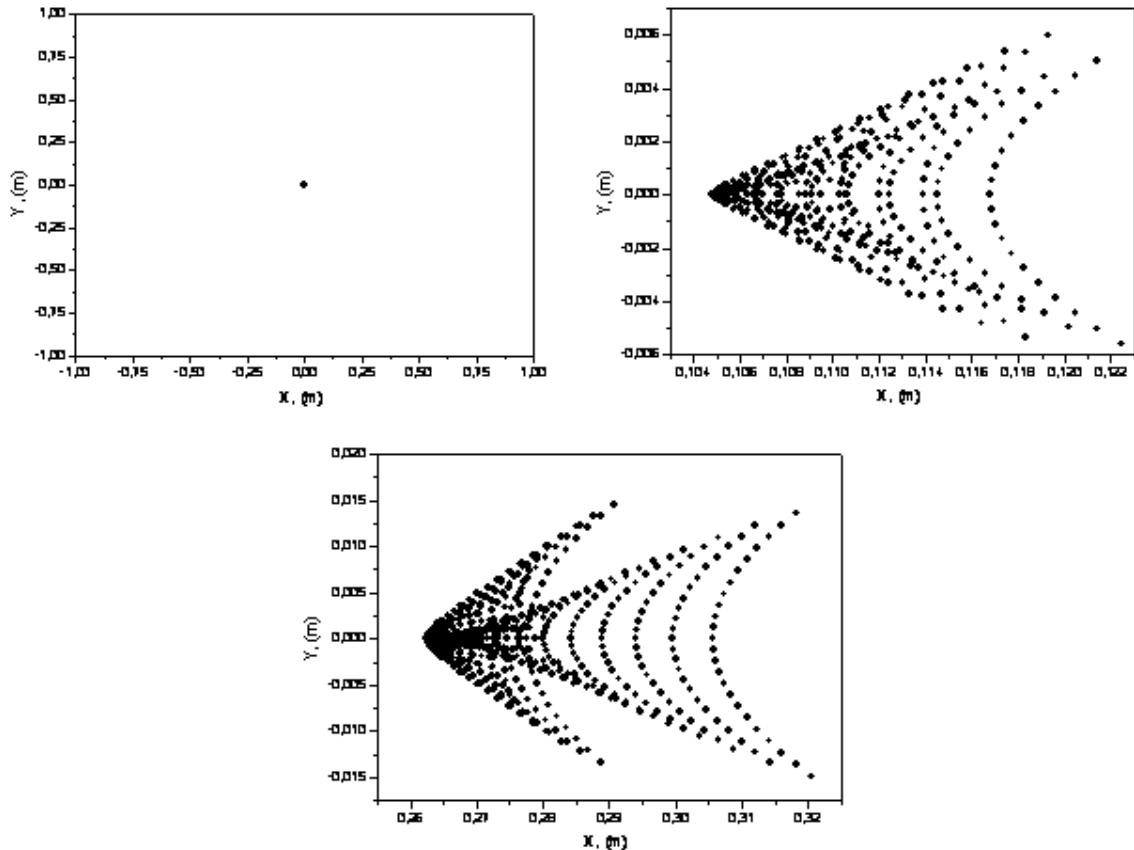


Рис.3.1 Изображения бесконечно удалённого источника света в фокальной плоскости при зенитных углах θ : 0° , 4° , 10° . Зеркало $1 \times 1 \text{ м}^2$, фокус 1,5 м, азимутальный угол $\varphi = 0^\circ$.

Проанализируем полученное изображение.

1. Изображение дискретно – это следствие методики построения, видны отдельные лучи, количество которых не очень велико для ускорения процесса моделирования.
2. Изображение состоит из двух частей. Каждая из них отвечает одной половине зеркала (ближней и дальней к направлению прихода света).

3. Острые вершины соответствуют углам квадратного зеркала. Это легко показать, если зеркало сделать круглым (что будет сделано в дальнейшем). Тогда все вершины сглаживаются.
4. Из двух предыдущих пунктов следует, что точка, куда сходятся изображения от двух половин зеркала, является «истинным центром» изображения и соответствует центру зеркала. Этот вывод очень важен для трекового зеркала.

При удалении от центра такая сложная структура изображения проявляется все больше, а размеры изображения увеличиваются (см. рис.3.1).

3.2 Зеркало Френеля.

На основе моделирования, описанного в предыдущем параграфе можно рассматривать различные типы «плоских» зеркал, с разными свойствами отражающей поверхности, разными размерами, фокусными расстояниями.

Зеркало Френеля, планируемое в эксперименте ТУС состоит из семи сегментов (одного центрального и шести периферийных, общая площадь 2 м^2 , фокусное расстояние $1,5 \text{ м}$).

Изображение в фокальной плоскости от зеркала Френеля. приведено на рис.3.2.

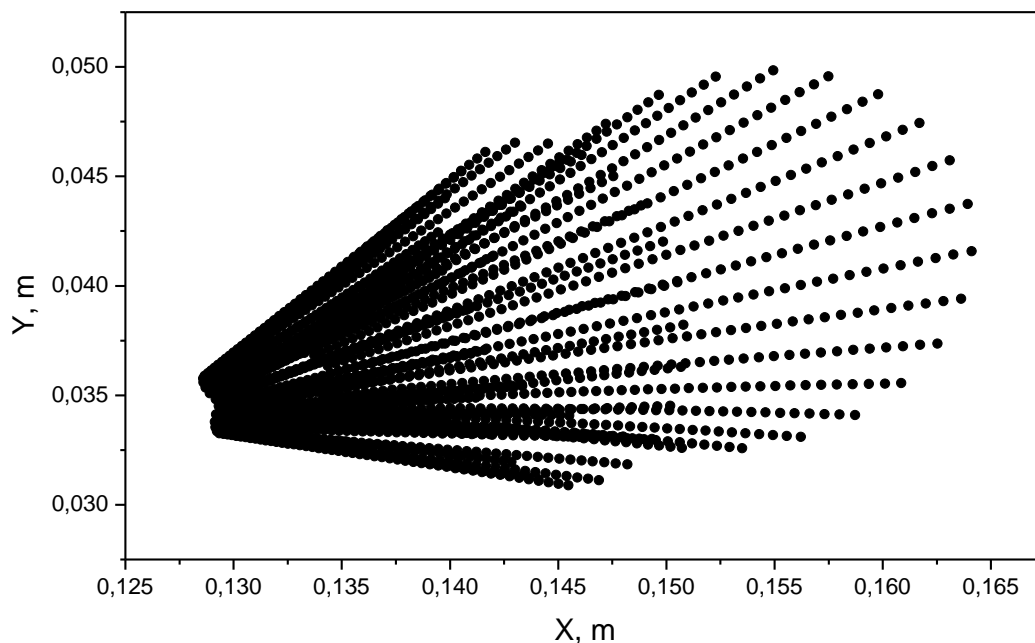


Рис. 3.2 Изображение в фокальной плоскости от планируемого зеркала Френеля.

Размеры изображения тем больше, чем больше зенитный угол, под которым приходит на зеркало свет. На рис.3.3 приведен график зависимости площади пятна от

угла θ . Под площадью пятна понимается площадь его части, где интенсивность больше половины максимальной интенсивности света в пятне. Свет одной и той же интенсивности будет по-разному распределяться по фокальной плоскости в зависимости от направления прихода. На краю поля зрения изображение имеет самые большие размеры. Так как фокальная плоскость представляет собой матрицу из 256 ФЭУ (для детектора ТУС), то на краю матрицы фотоны, произведённые ШАЛ и попавшие на зеркало, попадут в несколько ФЭУ, и тем самым, сигнал каждого из них уменьшится. А значит, ухудшится соотношение сигнал-шум. Важно знать, как распределится свет по различным ФЭУ. На рис.3.4 приведены два примера распределения сигнала по фокальной плоскости для случая малых углов (синяя гистограмма в центре фокальной плоскости) и для случая больших углов (красная гистограмма, на краю поля зрения детектора). Видно, что в центральной области весь сигнал сосредоточен в одной ячейке фотоприёмника, а на краю распределён по нескольким, однако большая его часть всё равно попадает в одну ячейку. Это означает, что выбранные размеры зеркала и ФЭУ хорошо согласованы.

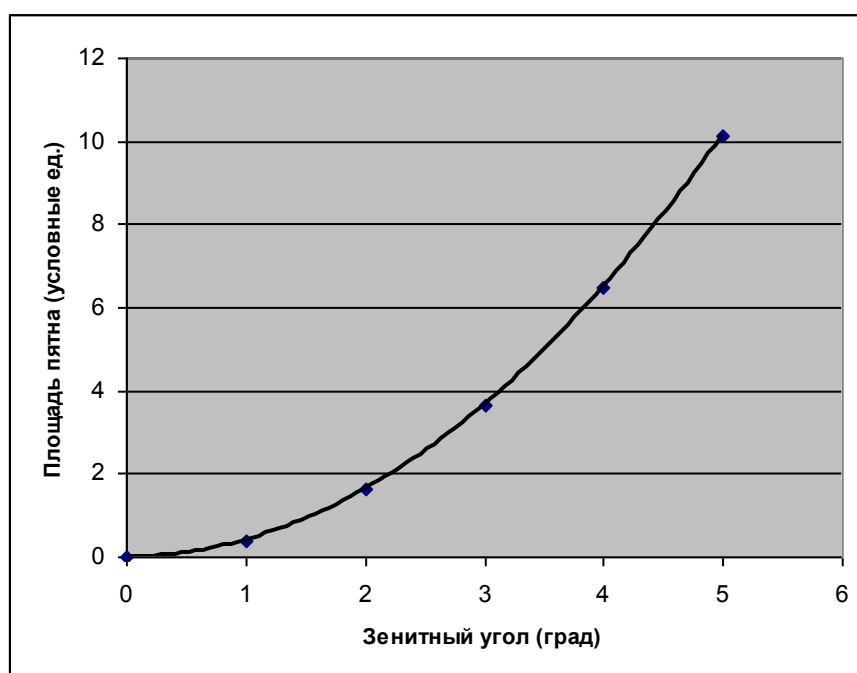


Рис. 3.3 График зависимости размера пятна от зенитного угла.

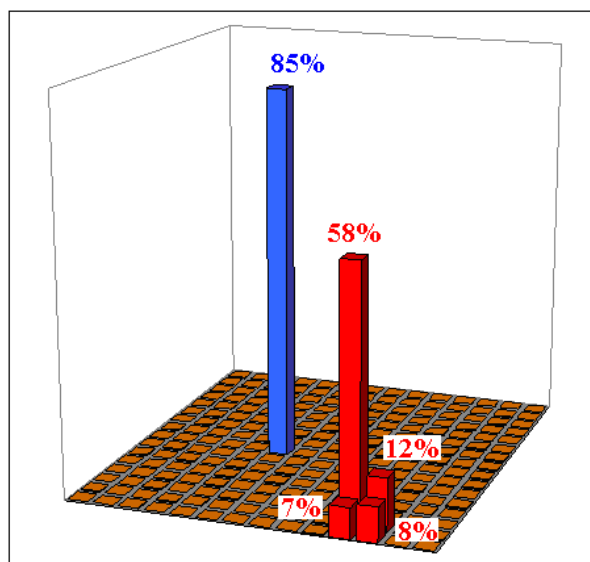


Рис. 3.4 Распределение сигнала по ячейкам фотоприёмника детектора ТУС.

Более детально прохождение сигнала по ячейкам фотоприёмника продемонстрировано на рис.3.5. На рисунке видно, что в центральной части сигнал от всего зеркала попадает в одну ячейку в течение нескольких шагов по времени, а на краю поля зрения распределён по четырём и плавно смещается к краю фотоприёмника.

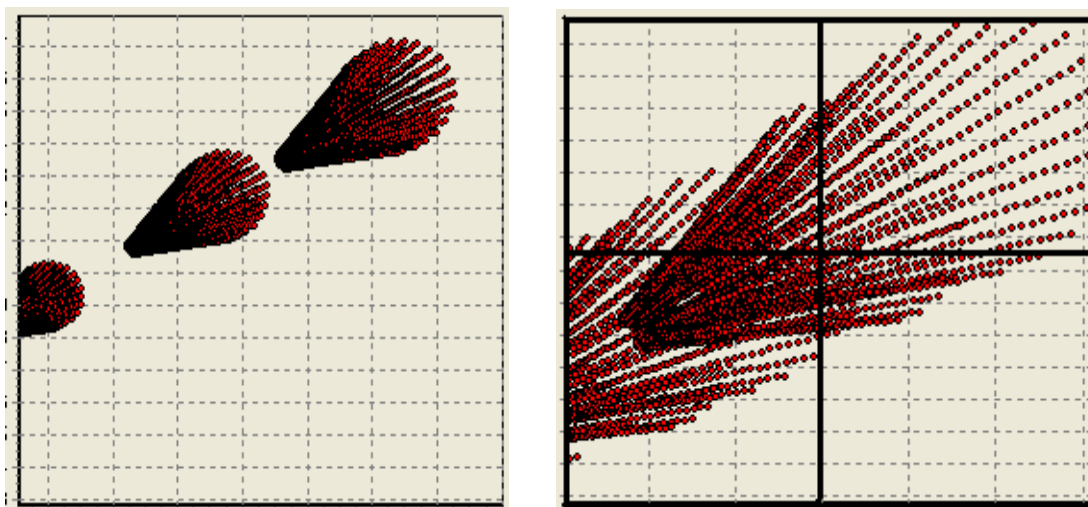


Рис. 3.5 Прохождение сигнала по ячейкам фотоприёмника. Слева – трек сигнала в одной центральной ячейке (лучи наблюдаются с дискретностью 1,5 мксек), справа – четыре ячейки на периферии поля зрения детектора (угол с оптической осью 4°), дискретность наблюдения 4 мксек.

Ещё раз остановимся на деталях изображения, которые будут важны при дальнейшем рассмотрении работы всего детектора, в частности для программ реконструкции направления прихода частиц. Распределение света по всей площади изображения не равномерно, и большая его часть сосредоточена в небольшой области,

прилегающей к своеобразной «вершине» изображения. Размеры изображения увеличиваются при движении в сторону периферии фотоприёмника. Изображение всегда повернуто к центру фотоприёмника, т.е. область максимальной интенсивности света, вершина изображения, всегда находится ближе к центру, чем остальная часть. Таким образом, при нахождении координат изображения по данным фотоприёмника нас будет интересовать именно координата вершины, т.е. точки изображения, ближайшей к центру фотоприёмника.

3.3 Трековое зеркало.

Созданная программа для имитирования работы оптической системы была использована также для разработки нового подхода к регистрации треков ШАЛ в атмосфере- с помощью «трекового зеркала». Концепция трекового зеркала связана с недавним развитием полупроводниковой техники микро электромеханических систем. Трековое зеркало представляет собой матрицу из квадратных микро зеркал, управляемых независимо друг от друга электрическими сигналами (для этого служит пьезоэлектрический активатор), и трековую подложку. Активаторы вращают каждое зеркало вокруг двух осей (x и y). Соответствующие углы поворота (α и β) линейно зависят от прикладываемой разности потенциалов на пьезоэлектрический активатор. Таким образом, оказывается возможным повернуть каждое микро зеркало так, как необходимо для фокусирования изображения объекта в нужную точку (фокусное пятно в таком зеркале имеет размер примерно равный размеру микро зеркала). Такой алгоритм работы зеркала аналогичен повороту обычного зеркала в направлении источника света, только новый алгоритм позволяет «поворачивать» зеркало значительно быстрее. В предложенной в работе [60] размер микро зеркала равен 100-200 мкм. Для зеркала площадью 1 м^2 число управляемых микро зеркал составляет $\sim 10^8$.

Рассмотрим итерационный процесс настройки зеркала. Преимуществом трекового зеркала, является то, что быстро поворачивая микро зеркала (с помощью электрических сигналов), можно настроить его так, что изображение источника сфокусируется в любую заданную точку. Если направление прихода света известно заранее, то можно почти мгновенно поместить изображение в фокус, сделав его тем самым точечным. В случае наблюдения случайно возникающих вспышек света необходимо сначала определить направление на источник и затем поворачивать зеркало. Для осуществления такого алгоритма работы детектора был предложен метод

последовательных приближений, когда за несколько шагов определяется направление на источник и затем проводится измерение события с высоким разрешением.

Для реализации этого метода, предлагается использовать иерархическую структуру фотоприёмника, расположенного в фокальной плоскости. Размер применяемых ячеек (ФЭУ) мал в центре приемника и увеличивается с удалением от центра. Схематично такой фотоприёмник показан на рис. 3.6.



Рис.3.6 Система фотоприёмника.

Изначально зеркало находится в режиме фокусирования источника, находящегося на оси детектора (линии, перпендикулярной плоскости зеркала). При этом изображение источника света расположенного на периферии поля зрения будет большим и попадёт на край фотоприёмника, где расположены большие ФЭУ. Каждый ФЭУ будет измерять некоторую интенсивность света, упавшего именно на него, в результате чего мы сможем примерно рассчитать положение «центра» изображения. В расчетах алгоритма работы зеркала были проверены 2 варианта определения направления на источник:

1. Положение изображения источника находится как «центр тяжести» показаний сработавших ячеек:

$$\mathbf{R} = \frac{\sum_i \mathbf{r}_i J_i}{\sum_i J_i}, \text{ где} \quad (3.2)$$

r_i – положение середины i -го ФЭУ, J_i – интенсивность света, попавшего в этот ФЭУ. Такой расчет позволяет рассчитать центр изображения с ошибкой, заведомо меньшей размера ФЭУ.

2. Положение источника находится с учетом распределения интенсивности по изображению из-за aberrаций. Поскольку «вершина» изображения всегда находится ближе к центру фотоприёмника, то за координаты изображения можно принять координаты ближайшей к центру фотоприёмника ячейке, куда попал сигнал.

Как показало моделирование, такой подход позволяет повысить точность измерения координат изображения на первой итерации примерно в несколько раз.

По данным грубых ячеек положение изображения оказывается измерено с некоторой точностью, после чего можно рассчитать углы θ и φ , под которыми свет упал на зеркало:

$$\begin{cases} \theta = \arctg\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{f}\right), \\ \varphi = \arctg\left(\frac{y}{x}\right) \end{cases} \quad (3.3)$$

Зная в первом приближении положение источника, можно вычислить углы поворота для каждого микро зеркала, чтобы перестроить зеркало так, чтобы его ось была направлена на источник. Для каждого микро зеркала углы поворота в ортогональной системе координат α и β принимают различные значения, однако величина $\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$ для всех микро-зеркал оказывается равной примерно половине угла θ на источник. Например, в таблице 3.1 приведены углы поворота α , β и $\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$ для некоторых микро зеркал при зенитном угле падения света 20° .

В результате первой итерации оптическая ось зеркала оказалась направлена в сторону источника света. Изображение источника расположилось ближе к центру, где расположены ФЭУ меньших размеров, но из-за ошибки в определении положения источника изображения на первом шаге оно не находится в центре фотоприемника.

На втором шаге повторяются все те же операции, только уже в области малых ФЭУ, которые имеют более высокое разрешение. Опять определяется положение источника и новые углы поворота микро зеркал.

Таблица 3.1 Углы поворота микро зеркал для $\theta = 20^\circ$.

α (град)	β (град)	$\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$
3.63	9.60	10.27
3.43	9.48	10.01
3.11	9.60	10.09
3.23	9.46	10.00
3.56	9.58	10.23
3.38	9.37	9.98
3.48	9.45	10.09

Для получения высокой точности направления на источник оказалось достаточно совершить всего нескольких итераций. На рис.3.7 приведён пример графика уменьшения погрешности измерения зенитного угла θ , в зависимости от номера итерации. Как видно, результат третьей итерации уже даёт высокую точность определения направления на источник света. Как видно дальнейшее продолжение процесса итераций бесполезно при заданной структуре фотоприемника.

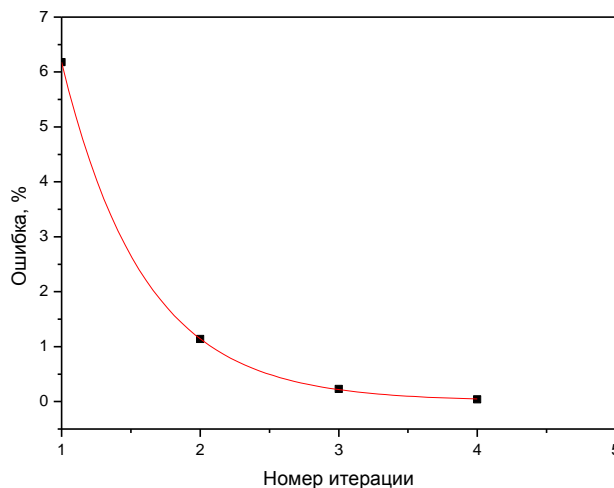


Рис.3.7 Зависимость относительной ошибки угла θ от номера итерации.

Процесс перестройки зеркала производится за время, определяемое технологией изготовления активатора. В настоящее время скорость поворота микро зеркала

составляет 1° за 1 мкс. Как было отмечено выше, при моделировании удалось показать, что для поворота оси зеркала на некоторый угол θ все микро зеркала необходимо повернуть на угол, вдвое меньший, что увеличивает быстродействие. Чтобы зарегистрировать вспышку нужно успеть перестроить зеркало за время между моментом срабатывания триггера детектора и моментом достижения вспышки максимума своего развития. При угловой скорости микро зеркал 1 град/мкс можно регистрировать вспышки в поле зрения $\pm 60^\circ$ (время перестройки ~ 30 мкс). Этой скорости достаточно для регистрации транзиентных световых явлений при широком поле зрения прибора. Отбор вспышки можно совершить за время 0,1 мс и фактически мгновенно после этого зеркало будет повернуто в сторону вспышки. К сожалению, полностью использовать большое поле зрения трекового зеркала нельзя из-за эффекта затенения зеркала большим фотоприемником.

Фокусировка зеркала в направлении источника позволит не только получить высокую точность измерения направления прихода света, но и значительно улучшить соотношение сигнал-шум. Значение шума уменьшается обратно пропорционально корню квадратному из размера детектирующей ячейки (ФЭУ), а значит, уменьшается с каждой итерацией. При этом сигнал всегда собирается со всего зеркала.

В детекторе ТУС не будет использоваться данный тип оптики, но моделирование такого типа оптической системы важно для будущих перспективных проектов направленных на исследование КЛПВЭ с помощью орбитальных детекторов. Однако, скоростей поворота микро зеркал, достигнутых на сегодняшний день не достаточно, для успешной регистрации ШАЛ. При увеличении скорости поворота микро зеркал, возможно применение трекового зеркала для регистрации КЛПВЭ.

Первые испытания следящей оптики будут произведены при наблюдении транзиентных световых явлений на борту спутника «Татьяна-2» с помощью прибора MTEL [61].

3.4 Моделирование работы световодов

ФЭУ R1463 фирмы Hamamatsu имеет круглое входное окно фотокатода диаметром ~ 13 мм. Поэтому при составлении матрицы ФЭУ между ними остаётся пространство, и часть света падающего на фотоприёмник будет теряться в этих пустотах, причём доля потерянного сигнала составит при этом более 20 %. Поэтому,

световод, обеспечивающий сбор света на фотокатод ФЭУ является важной частью оптической системы детектора.

Было проведено моделирование работы световода с целью оценки его оптимальных размеров. С этой целью была написана программа на языке программирования Delphi5.

Простейший световод представляет собой отражательную систему с квадратным входным окном (направленным на зеркало), круглым выходным (к ФЭУ) и конической отражательной поверхностью (рис.3.8). При фиксированных размерах входного и выходного окон, для выбранных ФЭУ они равны соответственно 15 мм (сторона квадрата) и 12 мм (диаметр выходного окна должен быть несколько меньше диаметра ФЭУ), единственным меняющимся параметром такого световода является его высота.

Падающий свет задаётся в виде равномерно распределённых по поверхности входного окна лучей. «Судьба» каждого луча прослеживается либо до попадания в выходное окно, либо до обратного выхода через входное окно световода. Число лучей на входе задаёт начальную интенсивность света. При каждом отражении от стенок световода «вес» луча в итоговой интенсивности света, попавшего в выходное окно, уменьшается на величину, зависящую от коэффициента отражения (если коэффициент отражения равен r , то после первого отражения вес равен r , после второго r^2 , ит.д.). Таким образом, эффективность светосбора считается таким образом:

$$\varepsilon = \frac{I_{\text{вх}}}{I_{\text{вых}}} = \frac{N_{\text{вх}}}{n_0 + rn_1 + r^2n_2 + \dots}, \text{ где} \quad (3.4)$$

$I_{\text{вх}}$ – интенсивность на входе световода (число лучей), $I_{\text{вых}}$ – интенсивность на выходе, r – коэффициент отражения внутренней поверхности световода (коэффициент отражения алюминия принимался равным 0,85), n_0 – число лучей, попавших в выходное окно без отражений, n_1 – число лучей испытавших одно отражение внутри световода, n_2 – число лучей, испытавших два отражения и т.д.

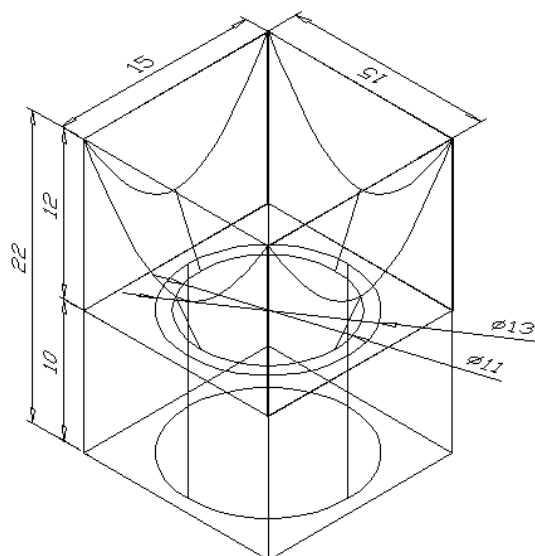


Рис.3.8 Световод

Результаты моделирования приведены на рис.3.9. Эффективность светосбора зависит от высоты световода и от направления прихода лучей. Из рисунка видно, что при более наклонном падении света эффективность светосбора для световода любой высоты уменьшается. При этом, для каждого угла, есть своя оптимальная высота световода.

Для малых углов падения зависимость эффективности от высоты не большая, а для углов больше 10° максимум эффективности находится в районе 10 мм. Если более точно учесть все направления прихода, то наиболее оптимальная высота световода равна 12 мм.

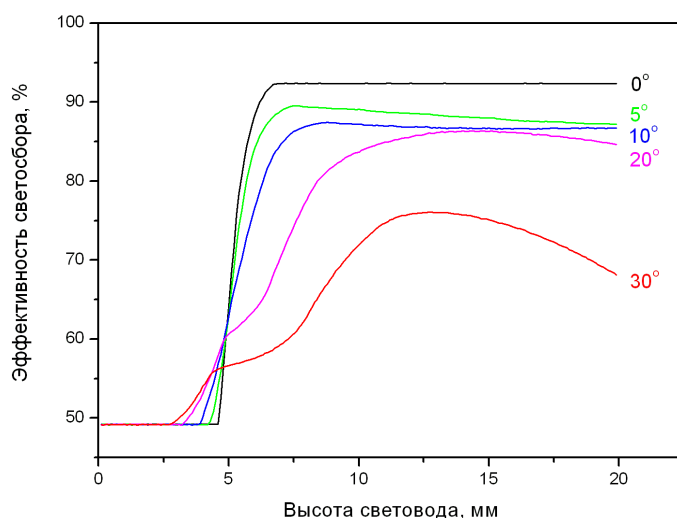


Рис.3.9 Зависимость эффективности светосбора от высоты световода для разных зенитных углов прихода света.

На рис.3.10 показана зависимость эффективности светосбора одного световода, с высотой равной оптимальной, от направления прихода света. Для каждого зенитного угла, приведена усреднённая по азимутальному углу величина.

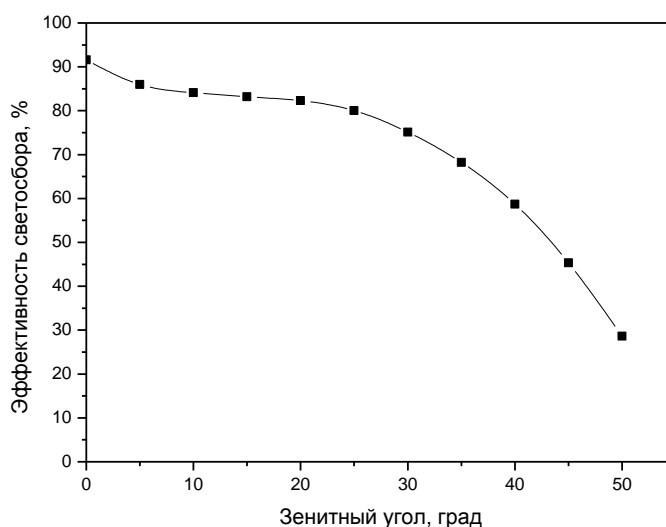


Рис. 3.10 Зависимость эффективности светосбора от зенитного угла для световода высотой 12 мм.

Так же рассматривалась возможность использования световода не отражающего типа, а прозрачного, который бы как линза фокусировал свет на поверхность фотокатода. На рис.3.11 представлен чертёж световода второго типа. Верхняя поверхность выполнена в виде сферы, а боковые представляют усечённый конус. Сфера световода выполняет роль фокусирующей на ФЭУ свет линзы, а боковые поверхности являются поверхностями полного внутреннего отражения (ПВО). Угол ПВО зависит от показателя преломления среды и, например, для $n = 1.6$ составляет 38° с нормалью поверхности. Для углов падения света $\pm 30^\circ$ от перпендикуляра к плоскости фотоприемника, все лучи, не попавшие в ФЭУ после первого преломления, отразятся от боковых поверхностей, т.к. составят с её нормалью угол больше угла ПВО. При этом происходит потеря лишь 3% света при первичном прохождении в световод. ПВО происходит без потери интенсивности. В случае же световода отражающего типа на каждом отражении теряется $\sim 15\%$.

На рис.3.12 приведена зависимость эффективности светосбора световода второго типа от зенитного угла падения света. Для каждого угла так же, как и в первом случае, приведена усреднённая по азимутальному углу величина.

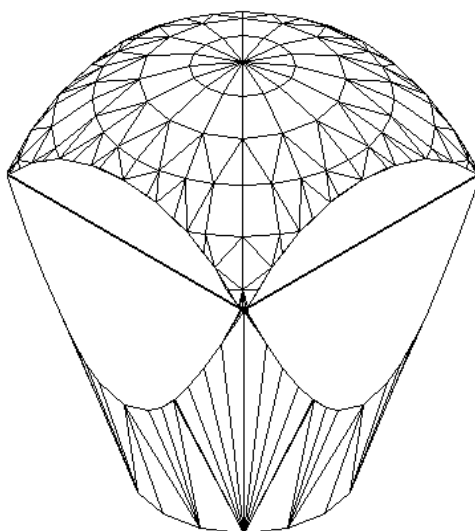


Рис.3.11 Световод из стекла.

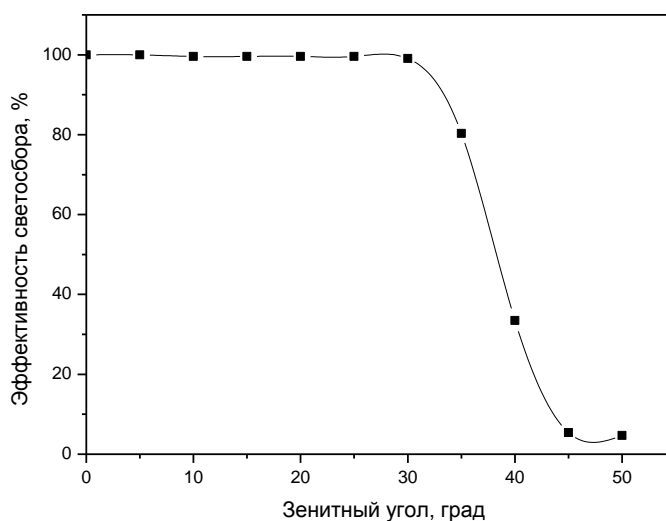


Рис.3.12 Зависимость эффективности светосбора световода из стекла, показатель преломления $n = 1.3$.

Из приведённых выше графиков можно отметить 2 явных преимущества световода из стекла:

1. Эффективность светосбора выше, чем у световода отражающего типа.
2. Эффективность второго световода не зависит от угла падения света, в пределах $\pm 30^\circ$.

При увеличении оптической плотности среды световода (показателя преломления) возможно уменьшить размеры световода, т.к. угол преломления

становится больше, тем самым уменьшая длину фокусировки входной сферы и увеличивая угол ПВО.

При всех достоинствах световодов из стекла есть и ряд недостатков:

1. Световоды из стекла увеличивают массу детектора.
2. Изготовление световодов из УФ прозрачного стекла относительно дорого и сложно.
3. В световоде из стекла может появляться дополнительное свечение, связанное с прохождением заряженных космических частиц через стекло. Частицы со скоростью выше скорости света в стекле излучают черенковское свечение. Сильно ионизирующие частицы (ядра с большим зарядом) могут возбуждать флуоресценцию стекла. Это дополнительное свечение необходимо учитывать при анализе данных об УФ излучении атмосферы и, особенно, при изучении быстрых вспышек УФ.

Необходимо сравнить свет, выделяемый в световоде релятивистской частицей с энергией превышающей порог эффекта Вавилова-Черенкова со светом, ожидаемым от ночной атмосферы. Число излучаемых фотонов в веществе зависит от энергии частицы и показателя преломления среды, в соответствии с формулой Франка-Тамма:

$$N = 2\pi\alpha Z^2 \left(\frac{l}{\lambda_1} - \frac{l}{\lambda_2} \right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \sim 500 \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right), \text{ где} \quad (3.5)$$

α – постоянная тонкой структуры ($\alpha = 1/137$), l – длина пути в веществе, Z – заряд частицы, λ_1, λ_2 – границы диапазона длин волн, $\beta = v/c$, c – скорость света, n – показатель преломления среды. Быстрая однозарядная частица производит в стекле с показателем преломления 1,3 примерно 100 УФ черенковских фотона на 1 см пути.

Суммарный шум от черенковских фотонов зависит от орбиты спутника, т.е. от концентрации релятивистских частиц в районе орбиты. На высоте примерно 500 км наиболее интенсивен поток частиц при прохождении «бразильской аномалии». Здесь поток электронов достигает значений 10^3 - 10^4 частиц/см² с ср. . Такой поток приводит к излучению в одном световоде (ячейке фотоприемника ТУС) около 10^5 - 10^6 фотонов в секунду.

Свечение ночного неба, которое концентрируется зеркалом ТУС на ячейке фотоприемника составляет: $IS\omega$, где I - интенсивность ночного неба, S - площадь зеркала- концентратора и ω – телесный угол обзора неба одной ячейкой. Для детектора ТУС $S = 2 \text{ м}^2$ и $\omega = 10^{-4}$ ср, так что $S\omega = 2 \text{ см}^2$ ср. Интенсивность УФ ночного неба, измеренная на спутнике «Университетский-Татьяна» безлунную ночь – порядка 10^8 фотонов/ см² ср с и в лунную ночь 10^9 - $3 \cdot 10^9$ фотонов/ см² ср с . Отсюда в ячейке ТУС

ожидаемое число фотонов секунду от ночного неба составляет $2 \cdot 10^8 - 6 \cdot 10^9$ фотонов-во много раз больше, чем от заряженных частиц в самом неблагоприятном месте орбиты спутника. Эта оценка показывает, что черенковское излучение потока однозарядных релятивистских частиц не вносит существенного добавления в фон света в ячейке, использующей стеклянный световод. Но всё же из-за технологических трудностей в изготовлении и дополнительной массы детектора решено использовать световод первого типа.

Работа ФЭУ в каждой ячейке фотоприемника подробно описана в главе 5, посвященной электронному блоку фотоприемника.

Глава 4. Численное моделирование сигналов ШАЛ в детекторе ТУС и триггерной системы.

Численное моделирование сигналов детектора ТУС проводилось таким образом, чтобы оно включало в себя все этапы реального эксперимента, от момента прихода первичной частицы космического излучения до передачи информации на землю с последующей ее обработкой. В соответствии с этой задачей при планировании модели были выделены следующие основные этапы: инжекция первичной частицы, развитие ШАЛ, генерация флуоресцентного и черенковского излучения ШАЛ, распространение этого излучения по направлению к детектору, взаимодействие с оптической системой детектора, работа электроники каждого канала, работа триггерной системы многоканального детектора, передача данных по каналам связи, реконструкция параметров первичной частицы.

Блоки программы, связанные с распространением ШАЛ в атмосфере разрабатывались С.А. Шаракиным. Первоначально отдельные этапы такой сложной системы разрабатывались и тестировались на специальном языке-интерпретаторе Octave, но уже при проектировании общей модели стало ясно, что более подходящим для решения поставленных задач будет объектно-ориентированное программирование. Из-за высокого быстродействия и существования большого количества вспомогательных программ на этом языке (например пакета ROOT, разработанного в ЦЕРНе специально для обработки большого объема данных в физике высоких энергий) в качестве эффективного для этих целей языка программирования был выбран язык C++. Отладка и усовершенствование данной системы может производиться внутри любого блока, не затрагивая при этом других блоков.

Блоки программы, связанные с взаимодействием излучения с оптической системой детектора ТУС (зеркало-концентратор и световоды) разрабатывались автором данной работы. Моделирование производилось в среде программирования Delphi.

Ниже приводятся названия блоков (или, как мы их называем, этапов моделирования) и кратко сообщается об основных преобразованиях данных, происходящих внутри каждого блока.

Кроме этого был разработан блок вывода численной и графической информации.

4.1 Этапы моделирования.

1. Инжекция первичной частицы и развитие ШАЛ.

Инжекция первичной частицы производится простым заданием ее основных параметров: типа частицы, ее энергии, направления прихода и точки инжекции (или любой другой точки на треке частицы – точки первого взаимодействия, точки вхождения в поле зрения детектора, точки максимума или точки попадания на поверхность Земли). При этом не предполагается моделирование отдельных актов взаимодействия частиц с ядрами воздуха, а используются усредненные каскадные кривые (в той или иной параметризации) и их возможные флуктуации, которые получены ранее с помощью других программ (CORSIKA, ARES). Рассматривается только продольное распространение ливня (пространственное разрешение установки не позволяет исследовать поперечную структуру ливня).

2. Генерация флуоресцентного и черенковского излучения и его распространение по направлению к детектору.

При дискретизации развития ливня его отдельные точки становятся центрами (флуоресцентного и черенковского) излучения («точки излучения»). Суммарное излучение возбужденных молекул азота воздуха (флуоресценция) пропорционально числу заряженных частиц в ливне, так что в первом приближении каскадная кривая излучения пропорциональна каскадной кривой самого ШАЛ. Дискретные порции излучения («кванты») при распространении к детектору ослабляются, что учитывается в модели введением коэффициента ослабления (в настоящей модели ослабление сигнала происходит только за счет рэлеевского рассеяния).

3. Взаимодействие с оптической системой детектора.

Аберрации, происходящие в реальном зеркале, приводят к «размазыванию» точечного луча по поверхности мозаики ячеек фотоприемника. Подобные аберрации, полученные в результате численного моделирования оптической системы детектора (см. главу 3), можно представить некоторой функцией, характеризующей распределение интенсивности по мозаике фотоприемника (относительное количество фотонов в ячейках). Не идеальность оптической системы связана, в первую очередь, с увеличением изображения в фокальной плоскости от наклонно падающих лучей, затенением зеркальной поверхности корпусом детектора и несто процентной эффективностью световода. Все эти моменты учтены в численной модели.

4. Работа электроники канала.

Прием поступающего излучения ячейкой фотоприемника сначала производится световодом (см. главу 3). На катоде ФЭУ световой сигнал преобразуется в электрический, который усиливается системой динодов и анода, на выходе которого стоит интегрирующая RC-цепочка. Затем сигнал ФЭУ поступает на вход АЦП (предполагается, что опрос сигналов кластера ФЭУ с помощью мультиплексора не вносит искажений). Выходной цифровой сигнал поступает в оперативную память и, параллельно, в систему выработки триггерного сигнала детектора. При расчете полезного сигнала учитывается наличие шумовой засветки детектора и статистические флуктуации сигнала.

5. Работа триггерной системы детектора.

Для эффективной работы всей установки в целом необходим тщательный отбор событий, для организации которого могут быть предложены различные варианты триггерной системы. Кроме простейшего одноуровневого триггера – порога по сигналу в одной ячейке – в данной версии рассматривается и многоуровневая система отбора событий. Оптимизации ее работы посвящен отдельный раздел.

6. Реконструкция параметров первичной частицы.

Было испытано несколько вариантов программы реконструкции параметров первичной частицы: типа частицы, ее направления (зенитного и азимутального угла), энергии, глубины максимума каскадной кривой- по «экспериментальным данным», поступающим от ячеек фотоприемника детектора.

7. Блок вывода информации.

По сигналу триггера детектора цифровая информация из оперативной памяти переводится в память компьютера детектора. Здесь происходит анализ типа зарегистрированного события, производится окончательный отбор события для передачи его данных в наземный центр приема информации. В соответствии с требованиями системы передачи данных от спутника производится компрессия цифровых данных.

8. Блок графической информации

При разработке модели большое внимание уделено выводу графической информации, которая необходима для анализа работы детектора на всех этапах моделирования 1-7.

4.2 Пространственная и временная привязка модели.

Как и в случае других программ, моделирующих распространение и детектирование сигналов от ШАЛ (AIRES, CORSIKA), координатную систему модели (как ее пространственную часть, так и временную компоненту) целесообразно связать с непосредственно используемым типом детектора. В качестве координатной системы выбрана система, связанная с положением спутника относительно Земли, а именно, декартова система с началом координат $O(0,0,0)$ на поверхности Земли прямо под спутником (точкой $D(0,0,H_D)$), осью Oz , совпадающей с вектором OD , и осями Ox и Oy – с осями симметрии квадратной мозаики детектора, проведенными через середины сторон, рис. 4.1.

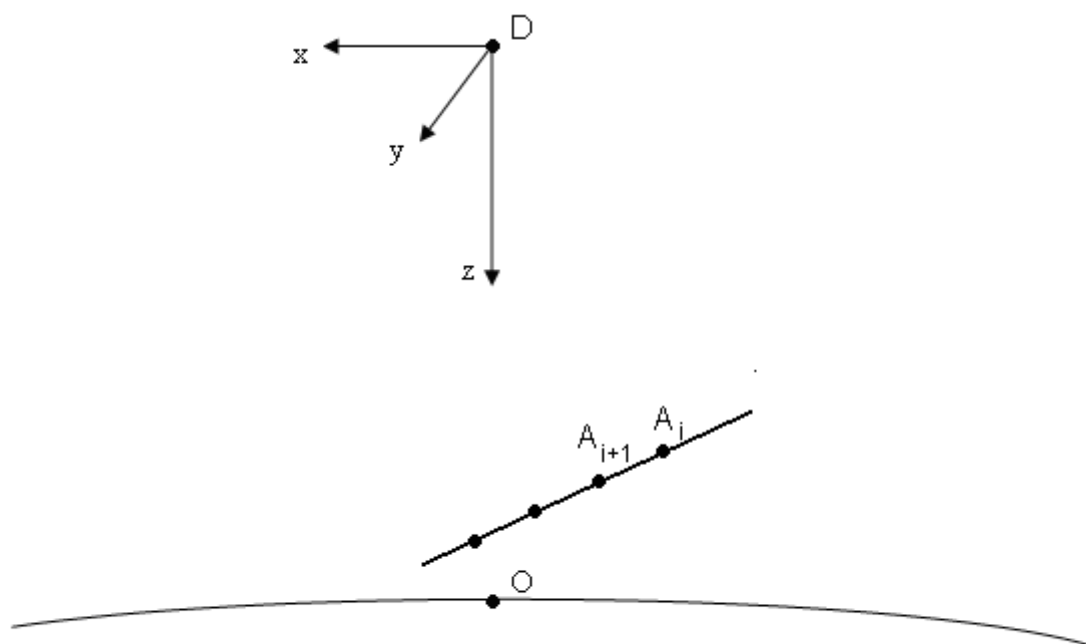


Рис. 4.1 Система координат, используемая при моделировании.

Нуль по времени T соответствует моменту попадания ШАЛ на поверхность Земли. Введенные таким образом координаты и время в дальнейшем будем называть «локальными», чтобы отличать их от «глобальных» T_{glob} и $(x,y,z)_{glob}$, связанными,

например, с некоторой неподвижной точкой на поверхности Земли и временем по Гринвичу. Пересчет от первых ко вторым несложно совершить, зная текущее положение спутника.

Отдельно надо сказать несколько слов о принятых в программе временных дискретизациях. Различные процессы, реально непрерывно происходящие во времени, в численной модели становятся определенными только в отдельные дискретные моменты (дискретность по времени самого численного моделирования). С другой стороны, работа некоторых устройств сама по себе предполагает дискретный характер обработки информации (дискретность работы устройств). Так работа первых двух блоков может проводиться с минимальным временным шагом τ , моделирование работы электроники канала уже с другим интервалом τ_s . При реконструкции и в работе триггерной системы могут использоваться различные схемы суммирований со своими параметрами ΔT . Конкретный выбор значений этих временных интервалов во многом определяется самой экспериментальной установкой, так для телескопа ТУС целесообразно положить $\tau=100$ нс, $\tau_s=0,8$ мкс, $\Delta T=12,8$ мкс.

В данной версии рассматривается модель плоской атмосферы, справедливой с достаточной степенью точности для ливней с зенитными углами $\theta^\circ < 85^\circ$. Все значения азимутального угла $0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$ допустимы.

4.3. Инжекция первичной частицы и развитие ШАЛ.

Поочередная инжекция первичных частиц космического излучения задается входным файлом, в котором указаны как параметры частиц (для каждой частицы одна строка из девяти параметров): ее тип, энергия E_0 (в EeV), зенитный и азимутальный углы прихода θ и φ (в градусах), так и дополнительная информация для возможности трассировки линии распространения ШАЛ и привязки по времени (по умолчанию – координаты максимума каскадной кривой, глубины первого взаимодействия и времени попадания на поверхность). В данном случае под типом подразумевается определенный код, по которому из базы данных запрашивается аналитический вид соответствующей (усредненной) каскадной кривой $N_e(X, E_0)$ (и ее возможных флуктуаций).

Число электронов ШАЛ на глубине x в атмосфере определяется первичной энергией E_0 , атомным номером первичной частицы A и может быть аппроксимировано в виде (аппроксимация основана на работе Ильиной-Калмыкова-Просина [62])

$$N_e(E_o, x, \theta, A) = \frac{E_o}{1.4} \times (t(x, \theta) - T(E_o, A) - 2 \times t(x, \theta) \times \ln(s(E_o, x, \theta, A)))$$

$$T(E_o, A) = 1.7 + 0.76 \times (\ln(\frac{E_o}{0.081}) - \ln A) \quad (4.1)$$

$$t(x, \theta) = \frac{x / \cos \theta - x_1}{x_o} \quad x_o = 37 \text{ г/см}^2 \quad E_o \text{ в ГэВ}$$

$$s(E_o, x, \theta, A) = \frac{2}{1 + \frac{T(E_o, A)}{t(x, \theta)}}$$

Эта аппроксимация представляет результаты расчетов числа электронов ШАЛ как функции глубины в атмосфере x (каскадную кривую ШАЛ) по модели QGSJET и программе CORSIKA. На рис. 4.2 представлены каскадные кривые для первичного протона и ядра железа в этой аппроксимации.

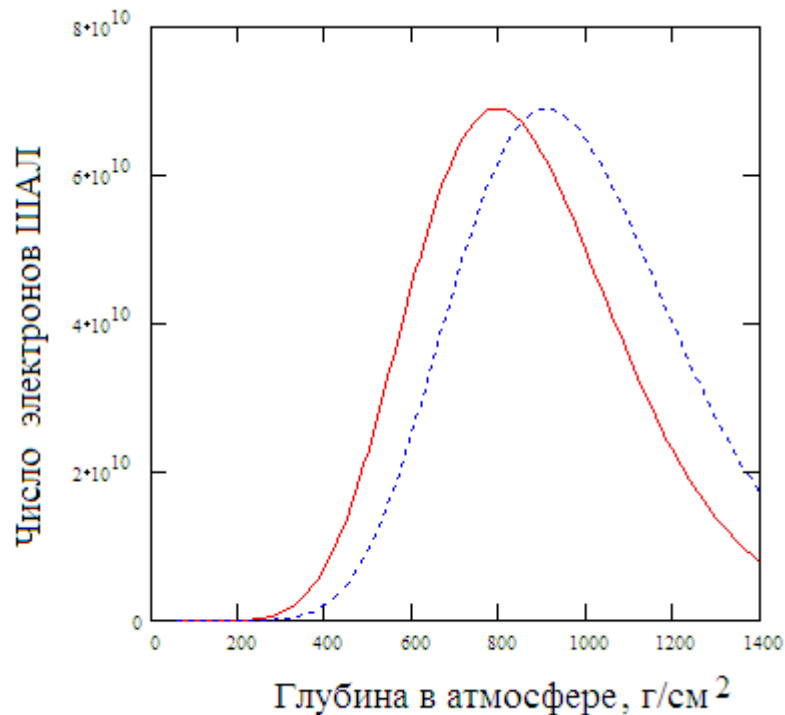


Рис. 4.2 Средние каскадные кривые ШАЛ. Первичная энергия 10^{20} эВ. Сплошная кривая - первичное ядро железа, пунктир - первичный протон

В этой простой модели флуктуации глубины максимума ШАЛ могут быть представлены как результат флуктуаций глубины первого взаимодействия первичной частицы, вычисляемых для известного сечения ее взаимодействия с ядром атома воздуха. Реальные флуктуации могут быть несколько больше, чем дает такая модель, так как флуктуирует не только глубина первого взаимодействия, но и глубины

следующих за ним взаимодействий. Флуктуирует также доля энергии, передаваемой во вторичные частицы и доля энергии, сохраняемой первичным нуклоном (в случае первичного протона) или фрагментом сохраняющегося ядра (в случае первичного ядра). Для оценки возможности реконструкции первичного энергетического спектра и состава первичных частиц КЛ ПВЭ по данным орбитального детектора ТУС нам представляется возможным оставаться в рамках простой модели, позволяющей выявить основные тенденции работы детектора.

На рис. 4.3 показано распределение по глубине максимума ШАЛ, взятое из отчёта Обсерватории Пьера Оже [63].

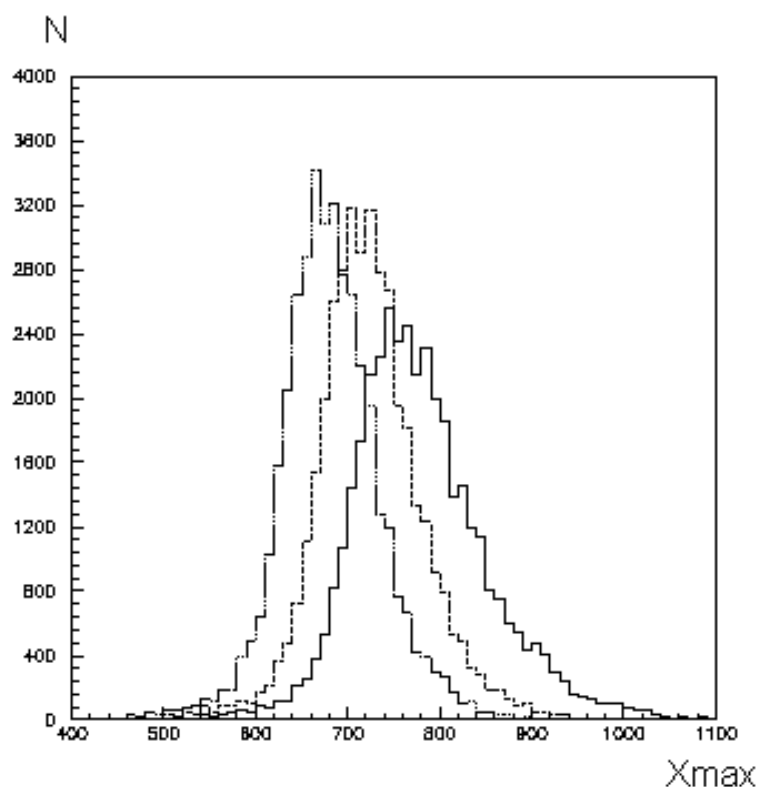


Рис. 4.3 Флуктуации глубины максимума ШАЛ. Сплошная линия - первичный протон, пунктирная линия - первичное ядро углерода, штрих-пунктир – ядро железа.

Энергия первичной частицы $3 \cdot 10^{19}$ эВ.

На сколько могут исказить флуктуации глубины максимума параметры первичной частицы (энергию, направление прихода, тип), восстанавливаемые по данным детектора ТУС, т.е. повлиять на достоверность получаемых экспериментальных данных? На определения направления прихода эти флуктуации не оказывают никакого влияния, поскольку важна только геометрия распространения ливня в атмосфере. Оценки первичной энергии производятся по числу электронов в максимуме ливня, флуктуации которых не существенны, но число фотонов, регистрируемых детектором

(а значит и восстанавливаемая энергия первичной частицы) зависит от глубины максимума, т.к. увеличивается доля поглощенных фотонов при увеличении их пути в атмосфере. Однако, в модели рэлеевского рассеяния коэффициент прозрачности атмосферы (см. далее) при изменении глубины максимума в диапазоне 700-850 г/см² (диапазон флуктуаций глубины максимума для протона, см. рис) составляет всего 5-7 %. По данным работы [64] средняя глубина максимума ливней с энергиями 10²⁰ и 10²¹ составляет 849 г/см² и 902 г/см², а флуктуации глубины максимума для этих ливней 45 и 31 г/см² соответственно. Моделирование проводилось в рамках модели кварк-глюонных струй ядерного взаимодействия, гибридным методом Монте-Карло с учётом флуктуаций точек взаимодействия в атмосфере и энергетических потерь. Для орбитального детектора имеет значение не сама глубина максимума вдоль траектории ШАЛ, а её высота, которая равна $X_{max} \cos \theta$, т.е. ещё меньше. При этом зависимость восстанавливаемой энергии от высоты максимума тем более мала. В этом заключается преимущество орбитального детектора, по сравнению с наземными флуоресцентными установками: прозрачность верхней атмосферы и большое расстояние до изучаемого объекта (много больше флуктуаций в атмосфере), в результате чего точное определение положения максимума ливня становится не важным в пределах ошибок эксперимента.

Результатом ввода параметров является создание объектов «Частица» и «Диск ШАЛ» соответственно. Затем прослеживается развитие ливня вплоть до поверхности земли (либо до определенной заданной глубины – по умолчанию до глубины 50 X₀) – создается объект класса «Каскад», хранящий информацию о каскадной кривой (как вторичных частиц, так и излучения). В этом объекте трассировка ливня осуществляется с дискретностью по времени τ (по умолчанию 100 нсек) – { A_i = (t_i, x_i, y_i, z_i) }. Для количественной характеристики развития ШАЛ необходимо перевести метрические координаты положения диска ливня в массовые (г/см²), для этого из базы данных запрашивается определенная модель атмосферы, т. е. аналитический вид зависимости (вертикальной) глубины от высоты в атмосфере, X_{atm}(h). По умолчанию выбирается модель USA Standard в параметризации Linsley (см. таблицу 4.1).

$$X_{atm}(h) = \begin{cases} A_l + B_l \exp(-h/C_l) & h_l < h < h_{l+1}, l = 1, \dots, L-1; \\ A_L - B_L h/C_L, & h_L < h < h_{L+1}; \\ 0. & \end{cases} \quad (4.2)$$

Таблица 4.1. Значения параметров, используемых в пятислойной модели атмосферы Linsley.

Слой l	Высота h, км	$A_l, \text{г/см}^2$	$B_l, \text{г/см}^2$	$C_l, \text{г/см}^2$
1	0 – 4	-186,5562	1222,6562	9941,8638
2	4 – 10	-94,9199	1144,9069	8781,5355
3	10 – 40	0,6128	1305,5948	6361,4304
4	40 – 100	0,0	540,1778	7721,7016
5	100 – 113	0,01128292	1	10^7

Другим примером может служить модель изотермической атмосферы, $X_{\text{atm}}(h) = 1020 \exp(-h/h_0)$, $h_0 = 6,8$ км, которая хотя и является довольно грубой, зато очень проста с аналитической точки зрения. Зная высоты z_i и положение точки первого взаимодействия (задается во входном файле или рассчитывается в программе – по умолчанию), несложно получить разбиения для вертикальной и наклонной глубины $X_{iv}=X_{\text{atm}}(z_i)$ и $X_i=X_{iv}/\cos\theta_0$. Для такого разбиения запрашивается из БД аналитический вид каскадной кривой и получаем количество заряженных частиц ШАЛ вблизи i -ой точки излучения, $N_i=N_e(X_i, E_0)$. Вся информация по каскадной кривой записывается в выходной файл и при необходимости выводится в графическом виде (графики зависимости числа заряженных частиц в ливне от глубины и высоты в атмосфере или от времени).

4.4 Генерация флуоресцентного излучения и его распространение по направлению к детектору.

Каждая точка разбиения $\{A_i\}$ становится источником флуоресцентного излучения, некоторая часть которого («луч», вектор $A_i S$) попадает в детектор. Интенсивность i -го луча (объект класса Beam («Луч»)) полагается равной суммарному флуоресцентному сигналу, сгенерированному на отрезке $A_i A_{i-1}$, т.е. $N_i \Delta l_i q_i$, где $\Delta l_i = c \tau_i$ – длина отрезка $A_i A_{i-1}$ (в модели используется два варианта: при $\tau_i = \tau = 0,1$ мкс $\Delta l_i = 30$ м, а при $\tau_i = \tau_s = 0,8$ мкс $\Delta l_i = 240$ м – в обоих случаях Δl_i гораздо меньше пространственного разрешения детектора), $q_i = \text{Yield}(z_i)$, $\text{Yield}(h)$ – функция флуоресцентного выхода, определяющая число фотонов, сгенерированное одним электроном на единичном интервале длины (см. выше). По умолчанию принято $\text{Yield}(h) = 4,5$ фот./эл./м (более оптимистичная оценка $\text{Yield}(h) = 5,0$ фот./эл./м).

Этот флуоресцентный сигнал излучается изотропно во все стороны, так что в направлении детектора в единицу телесного угла приходит $N_i \Delta l_i q_i / 4\pi$ фотонов. При распространении луча в атмосфере происходит его частичное ослабление, поэтому эффективно до детектора доходит лишь часть излучения:

$$Q_i = \eta_i N_i \Delta l_i q_i / 4\pi, \quad (4.3)$$

где η_i – коэффициент ослабления i -го луча. Он зависит от многих условий, в частности от состояния атмосферы на пути распространения луча в данный момент времени. Предполагается, что его значение можно будет «зондировать» с помощью сканирующего лазера, установленного на борту спутника и включаемого в момент срабатывания триггерной системы. В нашей модели для определения этого коэффициента из базы данных загружается функция $\eta(A,B)$, в качестве нулевого приближения для которой используется простейшая модель рэлеевского рассеяния

$$\eta(A,B) = \exp(-|X_v(A) - X_v(B)| / X_{rel} / \cos \gamma_{AB}), \quad (4.4)$$

$X_{rel} = 2974(\lambda/400)^4$ – глубина рэлеевского рассеяния (излучения с длиной волны λ нм), γ_{AB} – угол между вертикалью и вектором АВ. Тогда $\eta_i = \eta(A_i,D) = \exp(-X_{vi} / X_{rel} / \cos \gamma_i)$, где γ_i – угол между лучом и вертикалью. На рисунке 4.4 приведена зависимость от времени числа фотонов на единицу поверхности для излучающего в зените квазигоризонтального ливня ($\theta_0 = 75^\circ$) (напомним, что в планируемом варианте площадь зеркала ТУСа составляет 2 м^2).

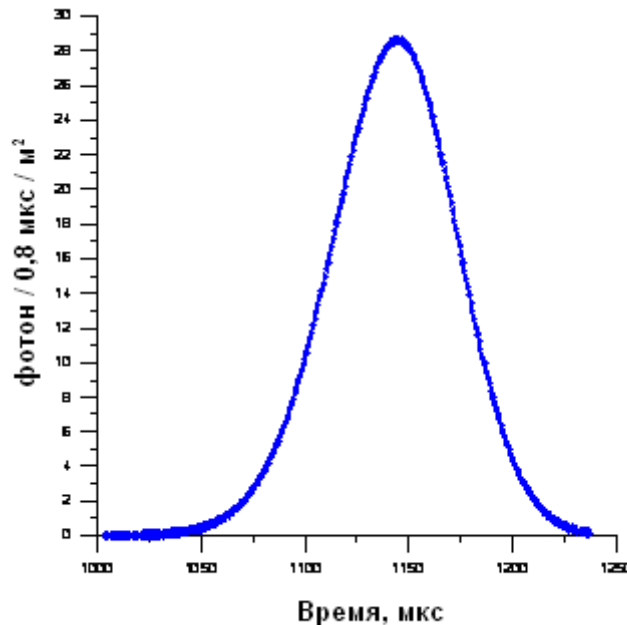


Рис. 4.4 Количество фотонов, попадающих за каждые 0,8 мкс на 1 кв. метр вблизи орбиты детектора ТУС. Высота максимума 11,5 км, высота орбиты 400 км, излучение в зените ливня с $E_0 = 100 \text{ EeV}$ и $\theta_0 = 75^\circ$.

Важно отметить, что для космического эксперимента, наблюдающего «сверху» прозрачность атмосферы большая и не сильно зависит от положения максимума ливня. Например, $\eta(X_{\max} = 650 \text{ г/см}^2) = 0,78$, а $\eta(X_{\max} = 800 \text{ г/см}^2) = 0,74$.

4.5 Действие оптической системы детектора.

Оптическая система детектора состоит из френелевского зеркала общей площадью S_{mirr} и световодов, расположенных в фокальной плоскости зеркала. В качестве основной модели зеркала была рассмотрена модель зеркала Френеля (см. главу 3) с шестью периферийными сегментами и одним центральным сегментом. В предварительном моделировании работы зеркала было показано, что фокусировка приходящего потока света зависит от угла потока параллельного пучка света к оптической оси детектора. На периферии фотоприемника сигнал «размазывается» по нескольким ячейкам (см. главу 3). Вместе с тем следует отметить, что большая часть сигнала (70%) все же приходится на одну ячейку. Конструкция световода была выбрана такой, чтобы не менее 75% света, собираемого от зеркала на любую из ячеек фотоприемника, попадало на фотокатод ФЭУ.

С использованием результатов моделирования работы зеркала и световодов была создана программа «Зеркало», которая учитывает процессы фокусирования оптической системой излучения ШАЛ на ячейку фотоприемника. В каждый момент времени в ячейку m -ного канала приемника ($m = 1 \dots 256$) попадает $Q_i(m) = K_{\text{mirr}}(m) K_{\text{light}}(m) Q_i S_{\text{mirr}} \cos \gamma_i / 4\pi |A_i D|^2$ фотонов, где первые два коэффициента учитывают эффективность сбора света зеркалом и световодом для данного канала, а γ_i – угол между лучом и нормалью к зеркалу. На рисунке 4.5 показаны два варианта работы детектора, без световода и со световодом высотой 12 мм, в том случае, когда максимум попадает в центральную часть поля зрения детектора. Как видим, введение световода позволяет увеличить сигнал в некоторых ячейках по длительности (см. два канала с максимальным сигналом), а в некоторых и по амплитуде.

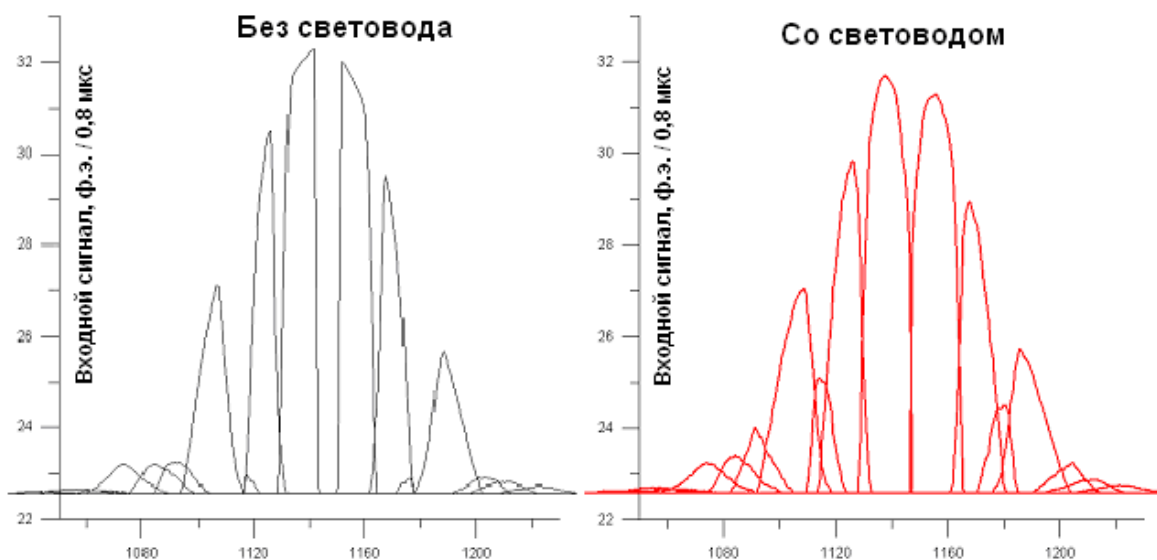


Рис. 4.5 Эффективность многоканального световода. Показана зависимость входного сигнала в центральной части поля зрения (в фотонах за 0,8 мкс) от времени, слева – без световода, справа – со световодом высотой 12 мм.

Когда максимум сигнала приходится на периферию поля зрения детектора, размазывание пятна по нескольким ячейкам заметно нивелирует эффективность световода (см. рис. 4.6). Таким образом, результаты численного моделирования позволили рассчитать оптимальные значения параметров световода, а также наглядно продемонстрировали как работают периферические каналы детектора.

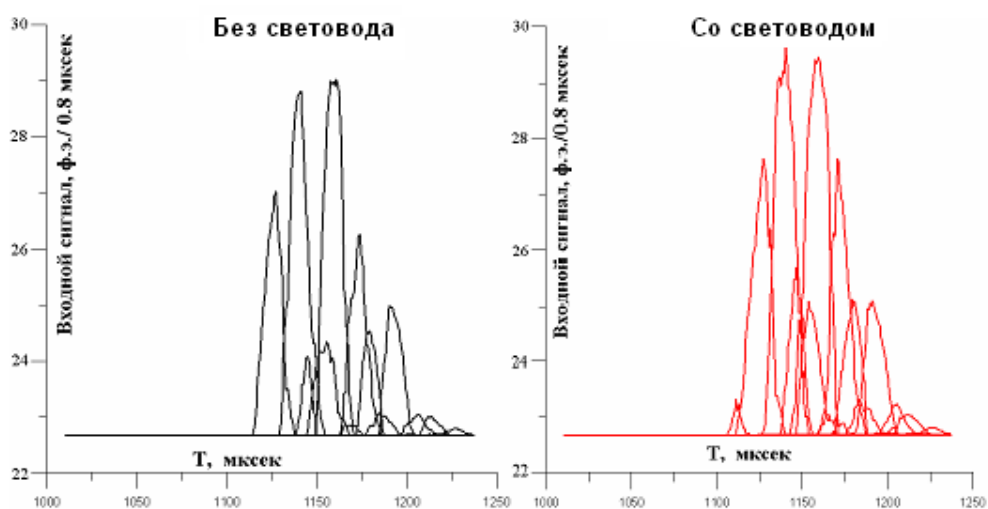


Рис. 4.6 Эффективность многоканального световода. Показана зависимость входного сигнала на периферии поля зрения (в фотонах за 0,8 мкс) от времени, слева – без световода, справа – со световодом высотой 12 мм.

4.6 Работа электроники канала.

В нашей модели число фотонов Q , попавших на фотокатод ФЭУ с квантовой эффективностью $p=0,2$ превращается в число фотоэлектронов $J=pQ$. Если число фотонов было рассчитано с временной дискретизацией τ , то вся дальнейшая обработка сигнала (в электронике канала, в триггерной системе, в измерительной системе) происходит с тактовой частотой $1/\tau_s$ (для ТУС-а $\tau_s = 0,8$ мкс). Соответственно на данном этапе используется временная дискретизация $\{T_k = k\tau_s\}$. Этому временному разбиению соответствует суммарное распределение числа фотоэлектронов в каждой ячейке

$$J_k(m) = \sum_{i=k\Delta k}^{i=(k+1)\Delta k} pQ_i(m) \quad (4.5)$$

здесь $\Delta k = \tau_s/\tau$,

Это число фотоэлектронов в канале является лишь средней величиной, возле которой флуктуирует реальное значение. В нашей модели предполагается, что эти флуктуации распределены по Пуассону, причем распределения в разных каналах и в разные интервалы времени независимы. Таким образом, в k -тый интервал времени в m -том канале образуется $J_k^{fluct}(m)$ фотоэлектронов. Этот сигнал переводится в импульсы напряжения на входе АЦП, причем амплитуда каждого импульса от одного фотоэлектрона распределена вокруг среднего значения U_0 по распределению $f^{PMT}(U)$, которое измерено экспериментально [65], а амплитуда сигнала от J фотоэлектронов принимается равной сумме амплитуд $f^{PMT}(U)$ от отдельных фотоэлектронов. Также принимается, что импульсы от фотоэлектронов случайным образом равномерно распределены на протяжении каждого интервала τ_s . В итоге в сигнале от ячейки создаются два множества: распределение времени прихода импульсов напряжения внутри каждого τ_s -интервала и распределение амплитуд этих импульсов.

Кроме активного сигнала, вызванного прохождением ливня в атмосфере, в каждый канал приходят фотоны фонового излучения. Число этих «шумовых» фотонов, попадающих в каждую ячейку за время τ_s , определяется размером зеркала S_{mirr} , угловым размером ячейки ω_{pix} (в стерadianах) и состоянием окружающего неба. В безлунную ночь по данным, полученным в космическом эксперименте «Университетский-Татьяна», интенсивность фотонов шума составляет $\nu \sim 3-10 \cdot 10^7$ фот/см с ср или за время τ_s в ячейке ТУС образуется в среднем $J_{noise} = \nu p S_{mirr} \omega_{pix} \tau_s$ шумовых фотоэлектронов. Эти электроны создают определенный средний уровень

потенциала, к которому прибавляется активный сигнал ШАЛ. Для пуассоновых флуктуаций средний уровень потенциала флуктуирует как корень квадратный от среднего числа электронов и это отклонение от среднего числа и является шумом при измерении активного сигнала ШАЛ.

Цифровая информация о сигнале в каждом интервале времени τ_s поступает во временную память FIFO, работающую в сдвиговом режиме и хранящую информацию в течение ограниченного промежутка времени ΔT_{FIFO} . На рисунках 4.7 и 4.8 изображены типичная запись в FIFO одного из каналов (в данном конкретном примере выбран канал с сигналом в максимуме ШАЛ) и выходная каскадная кривая, полученная в результате сшивки данных с шести активных каналов для ливня с первичной энергией 100 EeV.

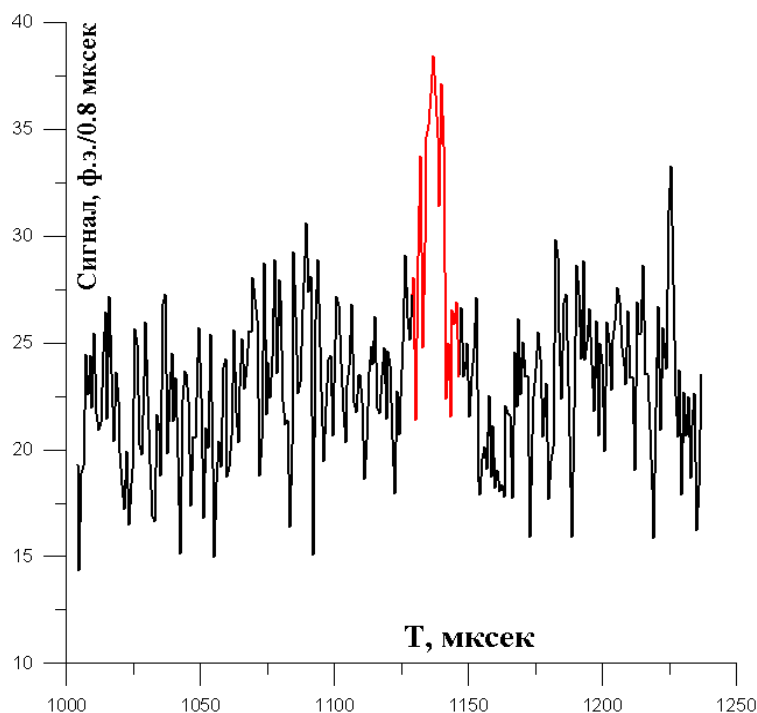


Рис. 4.7 Временная развертка данных канала с максимальным сигналом. Черный цвет — шум ночной атмосферы, красный цвет — активный сигнал + шум. Первичная энергия 100 EeV, зенитный угол 75°, безлунная ночь с $\nu = 10^8$ фот/сек/ср/см²

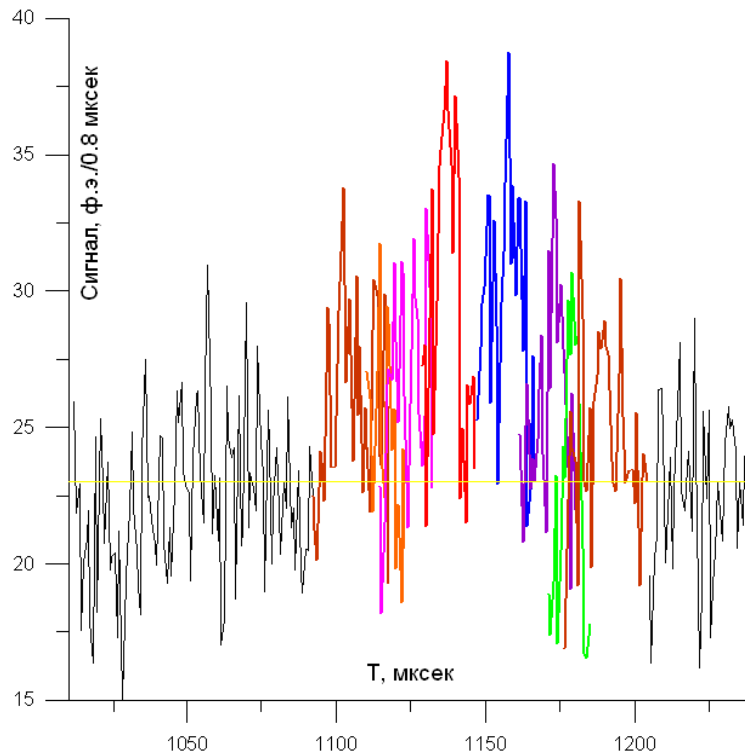


Рис. 4.8 Каскадная кривая на выходе электроники. На одном графике приведены данные шести ячеек, регистрирующие сигналы ШАЛ (цвет изменяется от ячейки к ячейке). Черным цветом представлены сигналы шума в других ячейках. Первичная энергия $E=100 \text{ EeV}$, зенитный угол 75° , безлунная ночь с $\nu = 10^8 \text{ фот/сек/ср/см}^2$.

4.7 Работа триггерной системы.

Параллельно с оперативной памятью информация от каждой ячейки поступает в триггерную систему (ТС), цель которой отобрать полезное событие ШАЛ для окончательной записи данных и передачи их на Землю. Если распознавание полезного события происходит, то ТС вырабатывает управляющий сигнал (МАСТЕР), под действием которого информация из FIFO за последние 100-200 мксек поступает в бортовой компьютер ТУС. В простейшем случае ТС могла бы в каждый момент тактовой частоты сравнивать величину сигнала ячейки, просуммированного за определенный промежуток времени, с некоторым пороговым значением.

Для максимизации отношения СИГНАЛ/ШУМ оптимальным вариантом являлся бы выбор значения сигнала во временном интервале ΔT , равным длительности сигнала в ячейке. Эта длительность зависит не только от зенитного угла частицы (растет с увеличением θ_0 как $1 + \cos\theta_0 / \sin\theta_0$), но и от положения трека сигнала на мозаике ячеек

фотоприемника (от степени размазывания пятна по этим ячейкам). Детектор ТУС в основном предназначен для изучения квазигоризонтальных ливней, поэтому в эксперименте планируется использовать триггер с усредненной длительностью сигнала в одной ячейке фотоприемника – $\Delta T = 16 \tau_s$.

Регистрация КЛПВЭ, приходящих с различными углами связано с организацией системы отбора событий (триггерной системой). Для детектора ТУС разработан двухуровневый триггер отбора событий ШАЛ.

Триггер первого уровня вырабатывается электроникой кластера ФЭУ при превышении сигнала за время интегрирования заданного порога, исчисляемого в количестве дисперсий шумового сигнала ($E > x\sigma$). Триггер второго уровня вырабатывается при образовании числа сработавших ячеек “у” в карте ячеек. Две величины x и y являются параметрами триггерной системы, которые определяют порог отбора событий, диапазон измеряемых зенитных углов первичной частицы. Однако подбор этих параметров ограничивается частотой случайных срабатываний детектора в связи с флуктуациями шума УФ. В дальнейшем исследовании предполагается, что частота ложных срабатываний не должна превышать один раз в минуту.

В зависимости от параметра y можно рассмотреть следующие моды работы триггерной системы:

1. $y = 1$ – триггер вертикальных ливней ($0^\circ < \theta < 30^\circ$).
2. $y = 2$ – триггер наклонных ливней ($45^\circ < \theta < 60^\circ$).
3. $y = 3$ – триггер горизонтальных ливней ($60^\circ < \theta < 90^\circ$).

Регистрация событий, начиная с одной ячейки (вертикальных ливней), расширяет поле зрения прибора, т.к. начинают регистрироваться частицы со всеми зенитными углами прихода $0 - 90^\circ$. Однако точность определения углов прихода частиц для разных событий разная.

Для одноячеечного триггера высока частота случайного срабатывания за счёт флуктуаций УФ фона атмосферы. Приведём простой расчёт. Если считать уровень интенсивности УФ излучения атмосферы при небольшой фазе Луны $I = 10^8$ фотон/см²ср с, то количество фотонов, попадающих в одну ячейку фотоприёмника за время собирания сигнала определяется выражением

$$N_\gamma = I\Omega S\tau\chi \cong 1500,$$

где Ω – телесный угол обзора, одной ячейки (10^{-4}), S – площадь зеркала, τ – время регистрации (12 мкс), r – коэффициент отражения зеркала (0,8), χ – средний коэффициент эффективности световода (0,8)

Среднее число фотоэлектронов $N_e = N_y p = 300 \text{ ф.э.}$, где p – квантовая эффективность фотокатода ФЭУ. Дисперсия распределения фотоэлектронов – $\sigma = \sqrt{N_e(1-p)} \approx 15$. Тогда частота срабатывания ячейки определяется вероятностью

$$P(n > x\sigma) = \sum_n \frac{N_e!}{n!(N_e - n)!} p^n (1-p)^{N_e - n} \quad (4.6)$$

и равна: $f_l = P/\tau_s$, где $\tau_s = 0,8 \text{ мкс.}$

Таким образом, для разных значений x , то есть для разных порогов получаются такие вероятности и частоты случайного срабатывания триггера:

Таблица 4.2. Частота срабатывания триггера вертикальных ливней ($y=1$)

X	P	F_l
3	$5,6 \cdot 10^{-4}$	700 сек^{-1}
3,5	$1,2 \cdot 10^{-4}$	150 сек^{-1}
4	$2,5 \cdot 10^{-5}$	32 сек^{-1}
4,5	$3,4 \cdot 10^{-6}$	$4,3 \text{ сек}^{-1}$
5	$5 \cdot 10^{-7}$	$0,65 \text{ сек}^{-1}$
6	$4,4 \cdot 10^{-9}$	$0,3 \text{ мин}^{-1}$
6,5	$2,6 \cdot 10^{-10}$	$0,02 \text{ мин}^{-1}$
7	$1,8 \cdot 10^{-11}$	$0,08 \text{ час}^{-1}$

В таблице 4.2 приведена частота срабатывания одного канала фотоприёмника. Использование такого простейшего триггера для всех 256 каналов приведет к тому, что порог для получения допустимой частоты случайного срабатывания триггерной системы 1 мин^{-1} , необходимо выбирать параметр $x=7\sigma$ ($0,08 \cdot 256 = 20 \text{ час}^{-1} = 0,35 \text{ мин}^{-1}$).

Если в триггерную систему включить условие совпадения сигналов в соседних ячейках (моды $y = 2$ и $y = 3$), то заметно понизится статистика ложных срабатываний. Если считать появление шумовых сигналов в каждой ячейке независимым, то для оценки частоты срабатываний триггера по y совпадениям будем иметь частоту сигналов y -совпадений f_y :

$$f_y = (f_l)^y (2\Delta t)^{y-1} N_y, \quad (4.7)$$

где N_y – число соседних y каналов в мозаике, $2\Delta t$ – время ожидания срабатывания соседнего канала после предыдущего. Для квадратной мозаики, состоящей из 256 каналов, неплохой оценкой этого числа будет $N_2 = 10^3$ и $N_3 = 10^4$. Интерпретация этой формулы проста, например для двух-ячеечного триггера: частота срабатывания такого триггера равна произведению частоты срабатывания одной ячейки на вероятность

срабатывания второй в течение времени ожидания и на число пар ячеек в фотоприёмнике.

Таким образом, получаем

Таблица 4.3. Частота срабатывания триггера наклонных ливней ($y=2$)

X	f_2
3	$1.2 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$
3.5	540 сек^{-1}
4	25 сек^{-1}
4.5	$0,44 \text{ сек}^{-1}$
5	$0,3 \text{ мин}^{-1}$

Таблица 4.4. Частота срабатывания триггера горизонтальных ливней ($y=3$)

X	f_3
3	2000 сек^{-1}
3.5	20 сек^{-1}
4	$0,2 \text{ сек}^{-1}$
4.5	2 час^{-1}

В таблицах 4.3 и 4.4 приведена частота срабатывания триггера по всему фотоприёмнику.

Как видно, для работы с записью информации не чаще одного раза в минуту подходят триггеры $x=7, y=1$, $x=5, y=2$ и $x=4,5, y=3$.

Параметры частиц, соответствующих данным триггерам приведены в главе 6.

4.8 Восстановление направления прихода частицы по данным детектора ТУС.

Важнейшей задачей является определение параметров первичной частицы по осциллограммам каналов фотоприёмника детектора ТУС. При большом количестве информации важно, чтобы реконструкция ливня происходила автоматически с помощью специальных программ.

Особенности задачи восстановления параметров ШАЛ для орбитального флуоресцентного детектора связаны со следующими моментами:

1. Регистрация ШАЛ происходит только с помощью одного детектора и сложность реконструкции трёхмерного трека ШАЛ обусловлена тем, что

его изображение двумерно, а информация о третьем измерении зашифрована во времени развития сигнала в детекторе.

2. Высокий уровень шума. В результате обработке подлежит лишь часть трека ШАЛ, в районе максимума ливня. Это означает малое количество сработавших ячеек фотоприёмника, что увеличивает ошибки в определении параметров ШАЛ.
3. Высокий уровень флуктуаций сигнала. Это затрудняет точную реконструкцию временного перехода сигнала из одной ячейки фотоприёмника в другую, а это важный параметр, определяющий восстановление геометрии ливня. Ошибки в определении времени приводят к неточности реконструкции направления прихода частицы КЛПВЭ.

Разработаны алгоритмы восстановления направления прихода частиц по данным ячеек фотоприёмника. Их тестирование и отработка происходила с помощью пакета программ, моделирующих развитие ливня в атмосфере и регистрацию излучения ШАЛ детектором ТУС, описанных выше.

Направления прихода частицы задаётся характеризуется двумя углами: зенитным (θ_0) и азимутальным (φ_0). Изображение ШАЛ в фотоприёмнике является развивающаяся во времени прямая линия, при этом скорость перемещения изображения по фокальной плоскости - величина практически постоянная, т.к. расстояние от детектора до ливня существенно больше длины его развития.

Если по координатам сработавших ячеек провести линию, например методом наименьших квадратов, то наклон этой линии в фокальной плоскости, относительно оси, параллельной линейкам ячеек фотоприёмника и определит азимутальный угол φ_0 . Для определения угла θ_0 необходимо рассматривать временные характеристики перемещения сигнала. В хорошем приближении зенитный угол может быть рассчитан по следующей формуле:

$$\operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} = \frac{v R}{c F}, \quad (4.8)$$

где v – скорость перемещения изображения ШАЛ на плоскости фотоприёмника, c – скорость развития ШАЛ в атмосфере (скорость света), R – расстояние от детектора до ШАЛ. F – фокусное расстояние зеркала-концентратора. Стоит отметить, что для наземных экспериментов, где ШАЛ развивается гораздо ближе к детектору, ошибки связанные с неточностью определения расстояния до ШАЛ выше.

Скорость перемещения изображения по фотоприёмнику определяется временем движения сигнала от одной ячейки к другой, но в каждой ячейке трек проходит разные расстояния (проходит быстро, если движется по краю некоторых ячеек, и медленно, если через центральную часть). Поэтому при вычислении скорости, как $v = l/t$ неопределенно l . Но, если находить проекции скорости, v_x и v_y , то характерная длина при переходе в следующую ячейку равна длине стороны ячейки фотоприёмника (1.5 см). Азимутальный угол при измерении проекций скоростей рассчитывается по следующей формуле:

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{v_y}{v_x} \quad (4.9)$$

Если рассматривать детектор с идеальным зеркалом, т.е. изображение удалённого источника всегда является точкой в фокальной плоскости, то перемещение сигнала от ячейки к ячейке будет скачкообразным, как следствие дискретности фотоприёмника. Тогда измеряемые проекции скорости движения изображения будут равны нулю всё время движения изображения в одной ячейке, но при переходе из одной ячейки в другую будет наблюдаться скачок, равный l/τ_s , $l = 1.5$ см, $\tau_s = 0,8$ мкс (см. поясняющий рисунок 4.9). Интервалы времени между скачками позволяют определить среднюю скорость движения изображения по плоскости фотоприёмника (проекции скорости):

$$\begin{aligned} v_x &= \frac{l}{\Delta t_x} \\ v_y &= \frac{l}{\Delta t_y} \end{aligned} \quad (4.10)$$

Это позволяет определить направление прихода первичной частицы по формулам (4.8) и (4.9), где для угла θ_0 $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$.

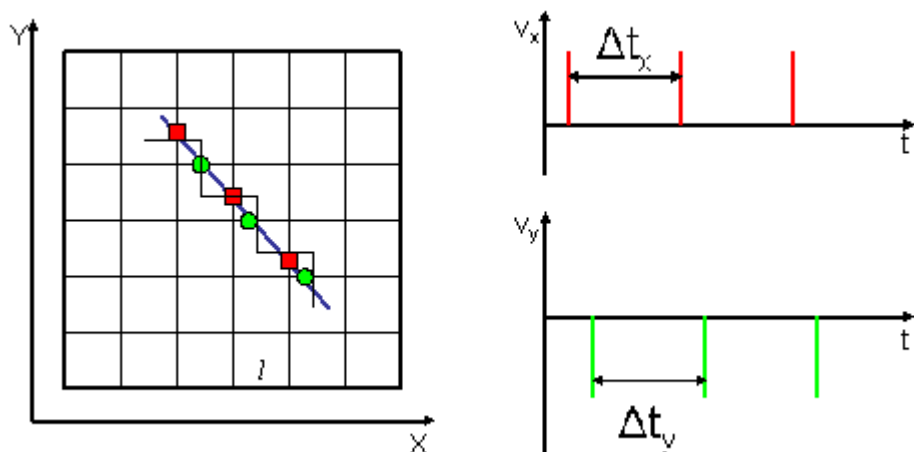


Рис. 4.9 Метод определения скорости движения изображения по плоскости фотоприёмника. Слева – часть фотоприёмника, синяя прямая линия – истинный трек ШАЛ, чёрная ломаная линия – движение сигнала по фотоприёмнику, квадраты и круги – моменты перехода из ячеек, вдоль оси x и y соответственно. Справа – графики зависимости проекций скорости движения сигнала по фотоприёмнику от времени.

Но изображение, даваемое реальным зеркалом Френеля, не является точечным, и сигнал в каждый момент времени делится между несколькими соседними ячейками фотоприёмника. А значит, для применения рассмотренного метода определения углов необходимо заменить изображение точкой, которая бы перемещалась по фотоприёмнику так же скачкообразно. Для определения такой точки необходимо проанализировать структуру изображения, которое даёт зеркало Френеля (см. главу 3). Поскольку «вершина» изображения, где находится большая часть сигнала, всегда направлена к центру фотоприёмника, то за такую точку удобнее всего принять координаты ближайшей к центру ячейки фотоприёмника из всех сработавших ячеек. Такой выбор позволяет применить описанный способ измерения скорости трека ШАЛ по пикам, связанным с переходом максимума сигнала из одной ячейки в другую. Работа данной методики показана на рис.4.10

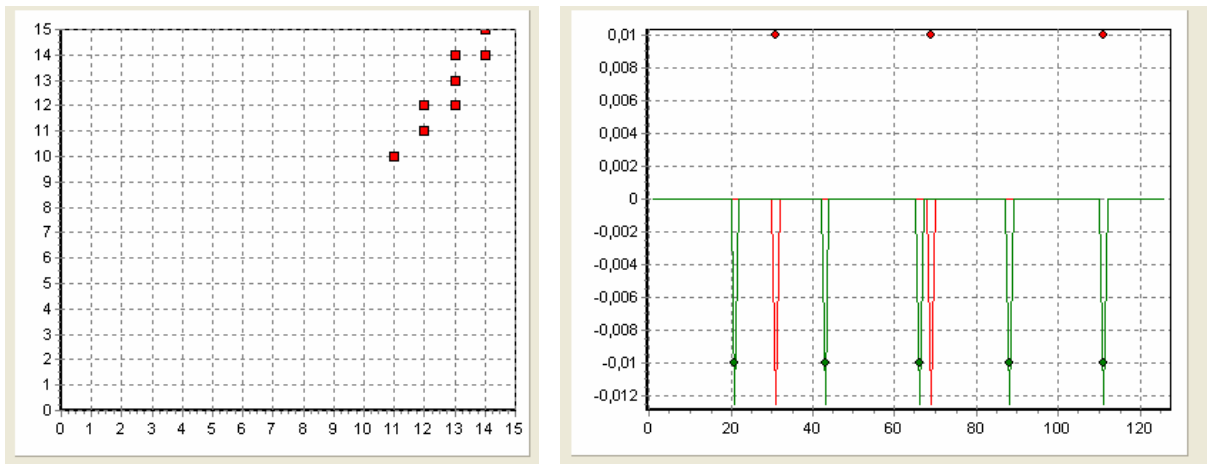


Рис. 4.10 Работа программы реконструкции направлений прихода первичной частицы. Левый рисунок – поверхность фотоприёмника, точки образуют трек шал по центрам ячеек. Правый рисунок – графики скоростей.

Момент времени i -го импульса для каждой проекции определяется следующими соотношениями: $t_i^x = \Delta t_x i + t_0$ и $t_i^y = \Delta t_y i + t_0$, где t_0 – момент времени начала трека ШАЛ. Поскольку движение трека ШАЛ равномерно, то на каждом шаге Δt_x и Δt_y должны быть одинаковы. Для вычисления скорости необходимы коэффициенты Δt_x и Δt_y , которые вычисляются по методу наименьших квадратов. Если трек движется перпендикулярно одной из осей, то соответствующая проекция скорости равна нулю, а азимутальный угол равен либо 0° , либо 90° , либо 180° , либо 270° .

Точность определения углов в центре фотоприёмника при энергии первичной частицы 10^{20} эВ и УФ фоне 10^8 фотон/см²ср с для «горизонтальных» ливней составляет 3-4°. На периферии фотоприёмника необходимо вводить поправку, связанную с тем, что определяется не сам зенитный угол ливня, а угол между направлением прихода частицы и направлением от ШАЛ на детектор. В центре фотоприёмника эти углы совпадают, т.к. спутник находится прямо над местом развития ШАЛ, на периферии они отличаются, однако по положению трека на фотоприёмнике эта поправка легко высчитывается: $\beta = \arctg(\rho/F)$, где ρ – расстояние от центра фотоприёмника до максимума трека, F – фокусное расстояние зеркала детектора. После введения этой поправки ошибки в определении направления прихода частицы на периферии поля зрения становятся такими же, как и в центре фотоприёмника.

Восстановление энергии первичной частицы происходит по числу электронов ШАЛ в максимуме ливня.

$$E_0 = N_{p.e.} \frac{E_1}{Yc\Delta t} \frac{4\pi R^2}{S} \frac{1}{p\chi\eta} \quad (4.11)$$

где $N_{p.e.}$ – число фотоэлектронов, $c\Delta t$ – перемещение ШАЛ за время Δt (12 мкс), R – расстояние от максимума ливня до детектора, Y – выход света флуоресценции (количество фотонов на метр пути электрона в атмосфере), p – квантовая эффективность фотокатода ФЭУ, χ – эффективность оптической системы, η – коэффициент прозрачности атмосферы.

Видно, что основными параметрами, которые влияют на качество определения энергии частицы, являются количество фотоэлектронов и прозрачность атмосферы, которая зависит от глубины развития каскада в атмосфере. При этом, как уже было описано выше, нет необходимости точно знать положение самого максимума, достаточно использовать знание средней величины для ШАЛ данного диапазона энергии, поскольку изменение прозрачности не велико в пределах флуктуаций глубины максимума. Таким образом, основным параметром, вносящим неопределённость в реконструкцию энергии, являются флуктуации фотоэлектронов. При работе вблизи порога регистрации сильно влияние флуктуаций шумовых фотонов и точность определения энергии низкая. При большом соотношении сигнал-шум, неопределённость энергии связана с флуктуациями фотоэлектронов собственно от ШАЛ. Однако, при энергиях выше $5 \cdot 10^{19}$ эВ количество фотоэлектронов в максимуме ливня за время 12 мкс (среднее время прохождения ливня через ячейку фотоприёмника) больше 100 p.e., а значит флуктуации меньше 10 %.

Для проверки работы программы реконструкции энергии первичной частицы были промоделированы 1000 ливней с энергией 10^{20} эВ, зенитным углом 75° (середины измеряемого диапазона углов) и разными азимутальными углами, при УФ фоне атмосферы 10^8 фотон/см²ср с. Гистограмма распределения реконструированной энергии показана на рис. 4.11

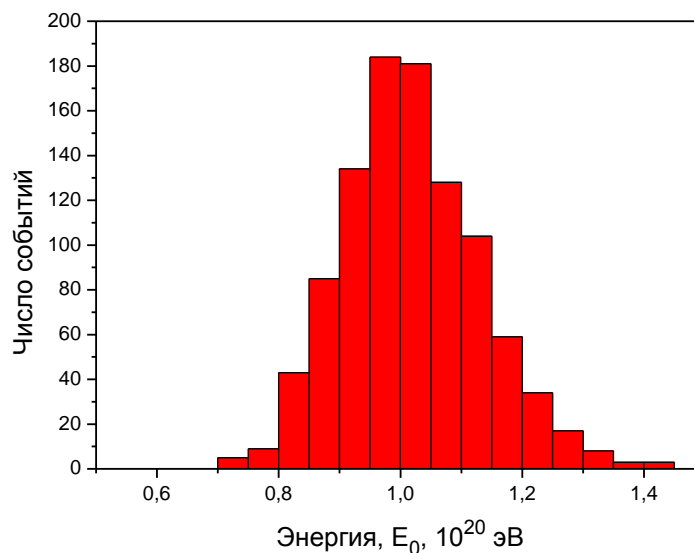


Рис. 4.11 Гистограмма реконструированной энергии частицы (первичная энергия 10^{20} эВ, $\theta_0 = 75^\circ$).

Средняя энергия $1,02 \cdot 10^{20}$ эВ, стандартное отклонение – 10%. В данной выборке все ливни расположены в центре поля зрения. Для ливней, расположенных на периферии точность определения энергии несколько хуже (15 %), см рис. 4.12.

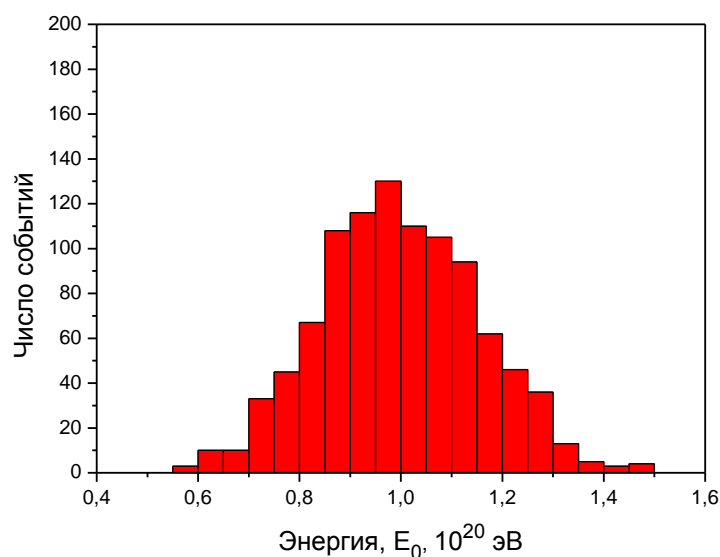


Рис. 4.12. Гистограмма реконструированной энергии частицы (первичная энергия 10^{20} эВ, $\theta_0 = 75^\circ$). Периферия поля зрения.

Глава 5. Электронный блок фотоприемника.

5.1 Кластер ФЭУ и электроника предварительной обработки сигнала.

Главным элементом прибора является кластер ФЭУ и электроники предварительной обработки сигнала. Ячейки фотоприёмника объединены по 16 ячеек в линии, образуя общий «кластер», который обладает единым блоком электроники. У каждого кластера общие источники писания, мультиплексор, АЦП, память и система АРУ (рис.5.1).

В данной работе было выполнено

- проектирование печатной платы электроники кластера,
- изготовление и тестирование одного кластера,
- разработка программного обеспечения программируемой логики кластера и обмена информацией с блоком обработки информации,
- тестирование работы нескольких кластеров, объединённых в общий прототип прибора ТУС.

Функции одного кластера фотоприёмника:

1. Приём световой информации по 16-ти каналам фотоприёмника.
2. Преобразование светового сигнала в аналоговый электрический сигнал.
3. Преобразование аналогового сигнала в цифровой.
4. Хранение первичной информации, за время, превышающее время развития ШАЛ в атмосфере.
5. Выработка первичного триггера ШАЛ.

Передача первичных данных в блок обработки данных.

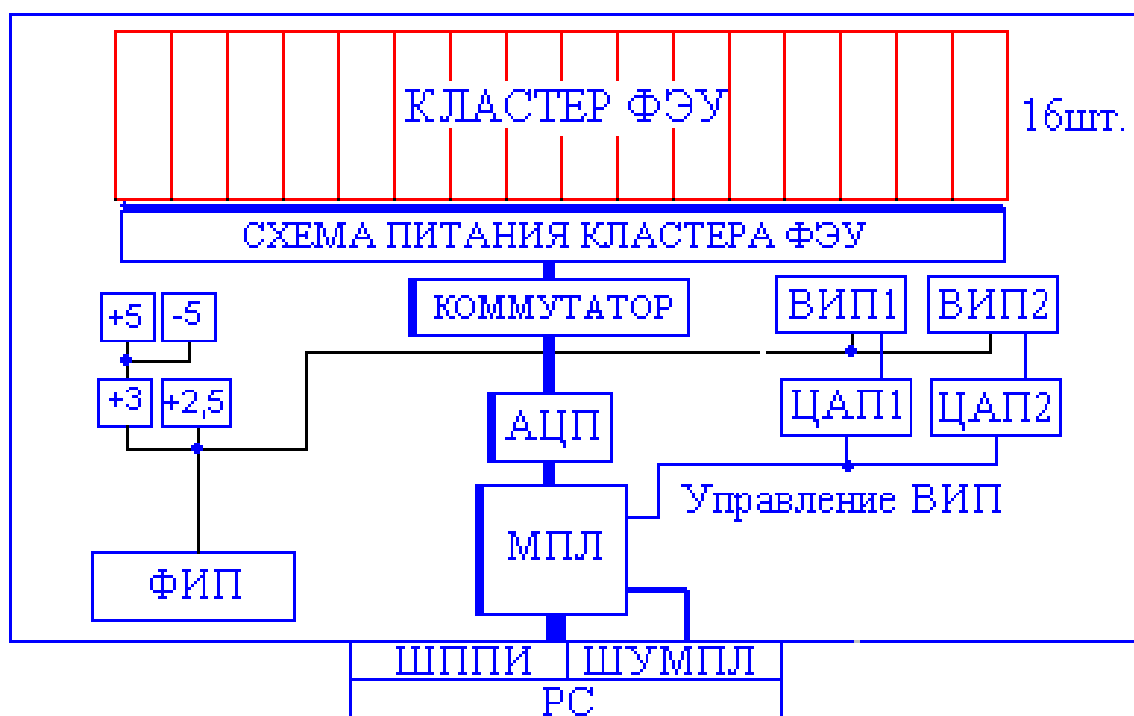


Рис. 5.1 Схема кластера ФЭУ и электроники предварительной обработки сигнала. **ФЭУ** – кластер фотоэлектронных умножителей, **ВИП**- источники высоковольтного питания ФЭУ, **КОММУТАТОР** - шестнадцатиканальный аналоговый мультиплексор, **АЦП** – аналого-цифровой преобразователь сигналов с ФЭУ, **ЦАП** – цифроаналоговый преобразователь, **МПЛ** микросхема программируемой логики, **ФИП** – схема развязки бортового питания, **РС** – соединительный разъем печатной платы кластера ФЭУ, **ШППИ** – шина приема-передачи данных, **ШУМПЛ** – шина загрузки конфигурации в микросхемы программируемой логики, **Управление ВИП**- линия цифрового управления высоковольтным напряжением, **+2,5, +3, +, -5** – низковольтные источники питания.

Выбор типа ФЭУ для фотоприемника.

ФЭУ должен иметь достаточно высокую квантовую эффективность в области длин волн 300-400 нм (не менее 20%). Окно ФЭУ должно быть из увиолевого стекла. Диапазон катодного тока связан с интенсивностью фона УФ свечения ночной атмосферы. Ток фотокатода можно рассчитать: $I = eJS\Omega p$, где J – интенсивность УФ (фотон/см²·ср с), e – заряд электрона ($1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл), $S\Omega$ – геометрический фактор детектора ТУС (2 см²·рад), p – квантовая эффективность ФЭУ. При изменении интенсивности от $3 \cdot 10^7$ фотон/см²·ср с в безлунные ночи до $3 \cdot 10^9$ фотон/см²·ср с в полнолуние, ток изменяется от 0,002 нА до 0,2 нА. ФЭУ R1463 с мультищелочным катодом обеспечивает линейность режима измерения потока света в данном диапазоне значений среднего катодного тока.

В орбитальном детекторе это условие (линейность измерения потока света) должно быть выполнено при температурах до -30°C . Известно, что двух-щелочные катоды выходят из линейного режима при токах около 1 нА при комнатной температуре и 0,1 нА при температуре -30°C , что не удовлетворяет условиям функционирования детектора. Мульти-щелочные катоды остаются в линейном режиме до токов 0,1 мА даже при низких температурах (-30°C).

Квантовая эффективность ФЭУ R1463 достаточно высока и составляет 20 % в УФ диапазоне.

Коэффициент усиления ФЭУ R1463 при высоком напряжении 1000 В составляет $\sim 10^6$. Соответственно средний анодный ФЭУ ток варьируется от 2 мкА (безлунные ночи) до 0,2 мА (полнолуние). При таком анодном токе потребление мощности всего фотоприёмника будет больше 50 Вт. Однако при работе системы автоматического регулирования усиления коэффициент усиления ФЭУ при больших интенсивностях будет ниже, уменьшая средний анодный ток.

ФЭУ R1463 обеспечивает выделение одного ф. э. на фоне внутреннего шума ФЭУ [65].

Аналоговая часть электроники.

В качестве 16-ти канального коммутатора используются четыре 4-х канальных мультиплексора AD8184, производства фирмы Analog Devices. Это быстрые мультиплексоры (время переключения каналов 10 нс) с большим входным сопротивлением (2,4 МОм), что позволяет использовать их без предусилителя. При заблокированном состоянии на выходе мультиплексора устанавливается высокий импеданс, что и позволяет соединить выходы отдельных микросхем, создавая многоканальный мультиплексор. Однако на входе мультиплексора существует постоянный положительный потенциал ~ 20 мВ, что накладывает ограничение на сопротивление анодной RC-цепочки: необходимо, чтобы отрицательный потенциал на аноде ФЭУ по величине был больше 20 мВ. Для минимальной интенсивности УФ фона такое сопротивление 10 кОм. С другой стороны постоянная времени анодной RC-цепочки должно быть порядка времени опроса ФЭУ, т.е. $\sim 0,8$ мкс. При анодной ёмкости ФЭУ около 30 пФ оба условия выполняются при сопротивлении R_a равным ~ 25 кОм.

При таких параметрах анодной цепи ($R_a=25$ кОм, $C_a=30$ пФ) потенциал от УФ фона при средней интенсивности $3 \cdot 10^7$ фотон/см²ср с и максимальном усилении определяется величиной R_a и составит:

$$U = IR_a = eJS\Omega pGR_a = 50 \text{ мВ},$$

где G – усиление ФЭУ ($\sim 10^6$).

При этом сигнал в максимуме ШАЛ, с энергией первичной частицы 10^{20} эВ, определяется ёмкостью анодной цепи, и при таком же коэффициенте усиления ФЭУ за время 0,8 мкс составит:

$$U = \frac{q}{C_a} = \frac{eN_{p.e.}G}{C_a} = \frac{eN_{\gamma}pG}{C_a} = 110 \text{ мВ}$$

Видно, что амплитуда сигнала существенно превышает уровень фона и тем более превышает его флуктуации. При интенсивности УФ шума 10^8 фотон/см²ср с, коэффициент усиления ФЭУ будет меньше.

Прежде чем поступить на АЦП и логический блок, сигнал подаётся на инвертирующий операционный усилитель (AD8032, изготовления фирмы Analog Devices) с целью превратить импульс отрицательной полярности в положительный. Сигнал должен быть усилен, чтобы его уровень соответствовал выбранному каналу АЦП, на уровне которого поддерживается средний сигнал от УФ фона атмосферы. Диапазон измерения выбранного АЦП (AD9203) 2 мВ – 2 В. Сигнал от минимального шума при максимальном усилении ФЭУ (~ 30 мВ) соответствует 16-му каналу АЦП. Для установки другого «среднего» канала АЦП, необходимо его увеличить с помощью операционного усилителя.

5.2 Логическая схема работы электроники кластера.

Блок схема работы электроники кластера показана на рис. 5.2

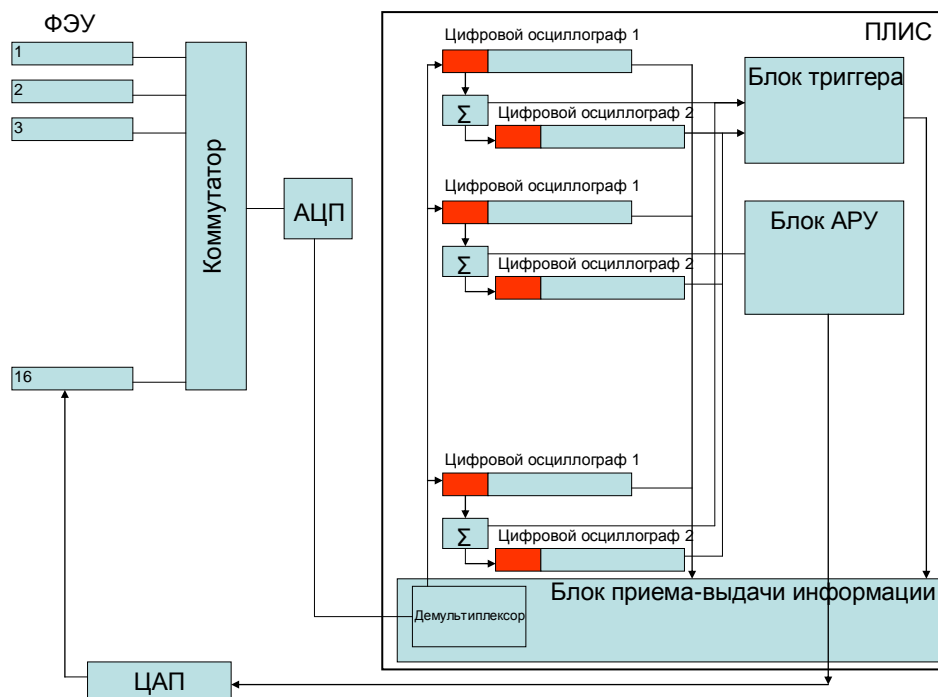


Рис.5.2 Функциональная блок схема кластера ФЭУ

Сигнал ФЭУ поступает на 16-ти канальный мультиплексор, который опрашивает ФЭУ по очереди с частотой 40 МГц. После этого сигнал поступает на АЦП и преобразовывается из аналогового в цифровой, затем передаётся в логический блок, ПЛИС, который осуществлён на базе программируемой логики фирмы XILINX.

Логический блок состоит из следующих частей:

1. Блок приёма-выдачи информации, в составе которого находится демультимплексор, распределяющий входной сигнал по осциллографам, соответствующем номеру ячейки фотоприёмника, а также устройства преобразования информации в протокол SPI для обмена с внешними устройствами.
2. Блок памяти, в составе которого находятся цифровые осциллографы нескольких уровней (для записи сигналов разной длительности) и цифровые интеграторы.
3. Блок выработки триггера. На основе анализа первичных данных блок вырабатывает триггер первого уровня, свидетельствующий о появлении сигнала, превышающего шум на заданное число σ в одной ячейке фотоприёмника.
4. Блок АРУ. Служит для выработки кода высокого напряжения для регулировки усиления ФЭУ в соответствии с уровнем освещённости прибора.

Данная блок схема реализована на плате электроники, принципиальная схема которой и разводка печатной платы приведены в приложениях 1,2.

Остановимся на блоке памяти. Осциллографы первого уровня предназначены для записи осциллограммы развития ШАЛ в атмосфере. Информация в эти осциллографы поступает без предварительного интегрирования с шагом по времени 0,8 мкс. Осциллографы представляют собой сдвиговые регистры, разделённые на 2 части. Первая часть образует несколько первых информационных слов, которые поступают на интегратор для дальнейшего суммирования. После сумматора сигнал поступает в блоки выработки триггера и АРУ, а так же в осциллографы высшего уровня. Таким образом, в этих осциллографах собирается сигнал за более длительное время с другим шагом по времени между отдельными точками осциллограммы. Вторая часть осциллографа – запоминающее устройство, хранящее информацию, соответствующую длительности изучаемого явления. В осциллографе первого уровня, длина записи соответствует времени развития ШАЛ, в других осциллографах – времени развития электрического разряда в атмосфере, времени пролёта микрометеора (и, возможно, пролета суб-релятивистских пылинок межзвездной пыли).

5.3 Питание ФЭУ. Система АРУ в кластере ФЭУ.

В традиционных схемах питания фотоэлектронных умножителей используется резистивный делитель. Линейность и необходимый коэффициент усиления обеспечивается, если ток через делитель, по крайней мере, на порядок превышает ток через фотоэлектронный умножитель. Такой делитель потребляет гораздо больше тока, чем фотоэлектронный умножитель и не удовлетворяет требованиям ограниченного энергопотребления тока в космосе.

С целью минимизации мощности потребления и получения необходимого распределения потенциала в диодной системе удовлетворяющей научной задаче однородного управления усилением большого числа ячеек фотоприемника была разработана [66] и испытана следующая электрическая схема питания (рис.5.3).

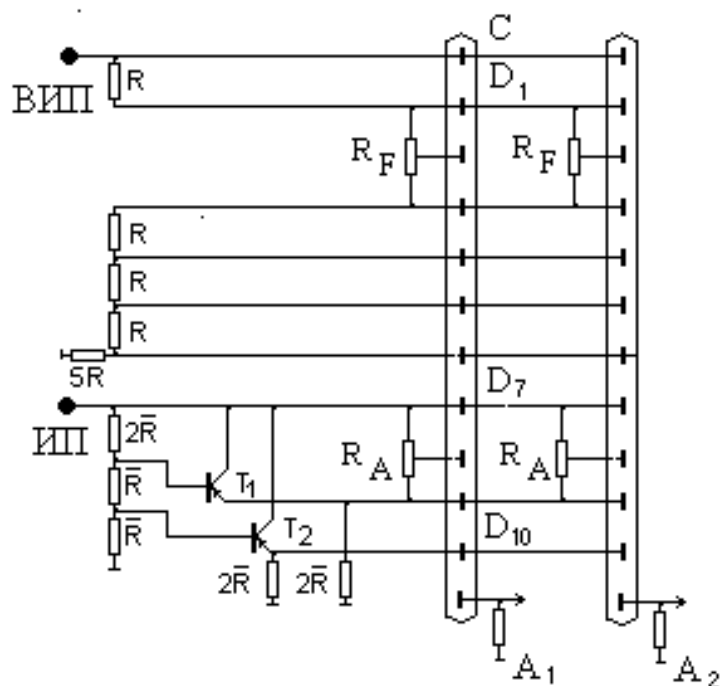


Рис. 5.3 Схема импульсного управления коэффициентом усиления ФЭУ, **ВИП** – высоковольтный источник питания, **ИП** – источник питания виртуального вакуумного усилителя, **С** – фотокатод ФЭУ, **D1-D10** – диоды ФЭУ, **A** - аноды ФЭУ кластера, **R_F** –переменное сопротивление для выравнивания коэффициента усиления виртуальных ФЭУ кластера, **R_A** – переменное сопротивление для выравнивания усиления виртуальных вакуумных усилителей кластера, **R** – постоянные сопротивления, **T1-T1** – транзисторы схемы питания ФЭУ.

Для питания 7 первых диодов во всех ФЭУ, входящих в кластер, используется общий резистивный делитель и общий высоковольтный источник питания. Последние 3 диода используются как электронный управляемый вакуумный усилитель (ВУ). Выравнивание крутизны характеристики напряжение-коэффициент усиления и величины коэффициента усиления осуществляется подбором резисторов на этапе отладки и подбором фотоэлектронных умножителей в кластере.

Управление усилением осуществляется изменением напряжения питания. Получена зависимость амплитуды выходного сигнала от напряжения питания управляемого ВУ (рис.5.4).

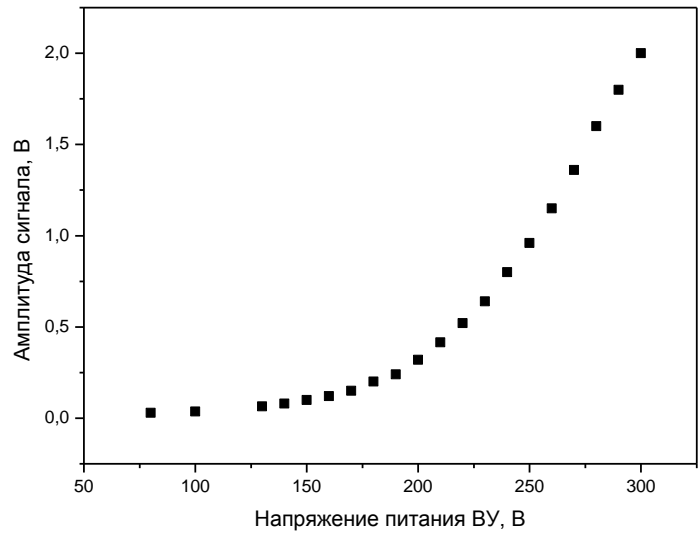


Рис.5.4 Зависимость амплитуды сигнала от напряжения питания ВУ.

В этой части диодно-анодной системы питание осуществляется через транзисторы от отдельного регулируемого источника питания. Схема делителя напряжения приведена на рис. 5.3

При таком решении ток потребления этого источника питания в 20-30 раз меньше суммарного анодного тока. В то же время такая схема позволяет сохранять линейность работы ФЭУ всего кластера в широком диапазоне изменения фона, включая лунные ночи, при относительно малой мощности потребления. Выравнивание усиления ФЭУ в кластере осуществляется с помощью изменения распределения потенциала между 1-3 и 7-9 диодами подбором соответствующих резисторов, показанных на схеме как переменные резисторы.

Схема источника питания приведена на рис. 5.5.

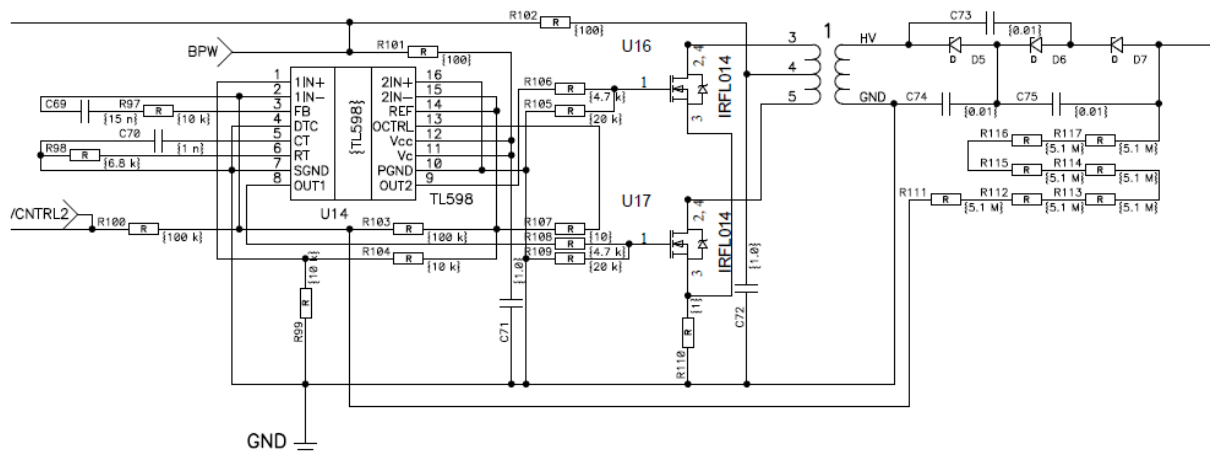


Рис. 5.5. Схема источника высокого напряжения.

Он выполнен на основе широтно-импульсного модулятора (ШИМ) TL598 фирмы Texas Instruments. Важными элементами схемы являются резистор R98, задающий частоту работы ШИМ и резисторы R100 и R103, от величины которых зависит значение выходного высокого напряжения. Для каждого источника индивидуально подбираются величины сопротивления данных резисторов. От частоты работы зависит КПД источника, что крайне важно для космического эксперимента в условиях ограничения мощности потребляемой всем прибором. Для обоих источников были подобраны значения резисторов R98 и рабочей частоты. Для первого $R = 6.8 \text{ кОм}$ и частота $\sim 150 \text{ кГц}$, а для второго $R = 4.7 \text{ кОм}$, а частота – 200 кГц .

При изменении кода, поступающего на ЦАП от 0 до 255, значение на выходе изменяется линейно от 0 до V , где V – напряжение питания микросхемы ЦАП. При этом линейно меняется и значение высокого напряжения, но его диапазон зависит от резисторов R100 и R103, как было сказано выше, поэтому для каждого источника, которые должны давать максимальные значения напряжения 1200 и 300 В необходимо подобрать величины данных сопротивлений. На рис. 5.6 приведена экспериментально полученная зависимость максимального выходного напряжения источника, при максимальном управляющем потенциале ЦАП 3.3 В.

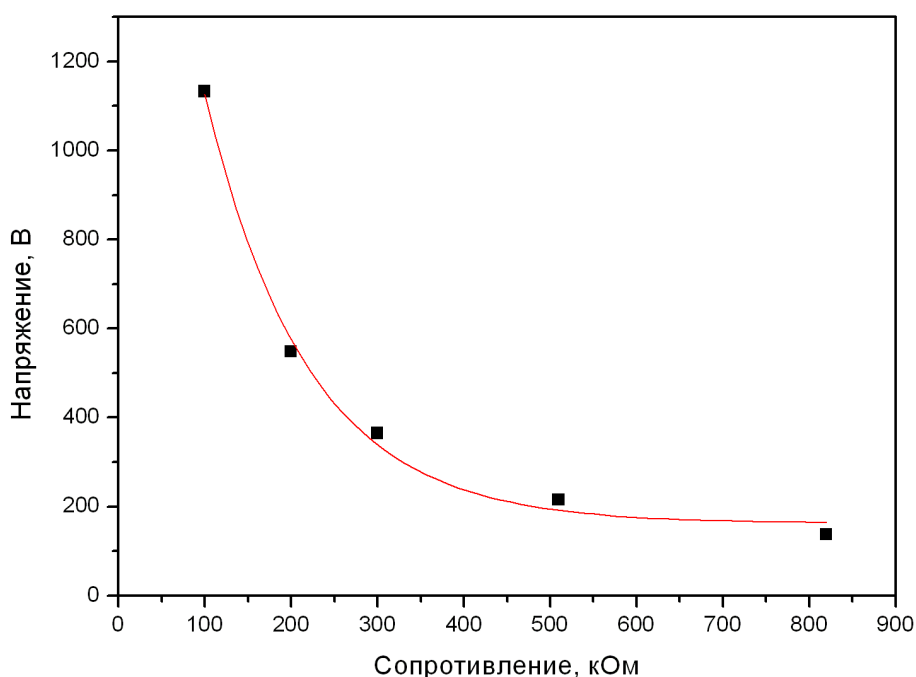


Рис. 5.6 Зависимость максимального выходного напряжения источника питания ФЭУ от сопротивления в цепи управления.

Данная зависимость аппроксимируется выражением

$$U_{\max} = 162 + 2247 \exp\left(-\frac{R}{118}\right) \quad (5.1)$$

Для получение напряжений 1200 В требуется значение сопротивления 90 кОм, а для получения 300 В необходимо 330 кОм.

Фон ультрафиолетового излучения ночной атмосферы колеблется в большом диапазоне: от $3 \cdot 10^7$ фотон/см² ср с в самые безлунные ночи до $3 \cdot 10^9$ фотон/см² ср с в полнолуние. Чтобы обеспечить работу детектора при всех этих значениях интенсивности, так, чтобы сигнал всё время находился в пределах динамического диапазона АЦП, необходимо управлять коэффициентом усиления ФЭУ,

Как было сказано выше, коэффициент усиления ФЭУ регулируется путём управления напряжения на последних трёх диодах. В детекторе ТУС фотоприёмник будет работать всё время, как в безлунные, так и в лунные ночи. Высокое напряжение на ФЭУ регулируется в зависимости от УФ фона, таким образом, чтобы средний сигнал АЦП оставался на постоянном уровне. Таким образом, при повышении фона, высокое напряжение уменьшается. На дневной стороне Земли высокое напряжение минимально, при переходе спутника на ночную сторону высокое напряжение постепенно возрастает и устанавливается в соответствии с уровнем освещённости и каждую секунду поправляется при изменении УФ фона атмосферы в области обзора детектора. Канал АЦП, соответствующий среднему значению сигнала задаётся из центра управления полётом спутника и может изменяться в зависимости от решаемых задач (ниже - для измерения мощных сигналов типа молниевых разрядов, или выше - для регистрации слабых сигналов от КЛПВЭ).

5.4 Тестирование работы кластера.

Важным элементом фотоприёмника является ФЭУ Hamamatsu 1463. В ходе тестирований были проверены:

1. Линейность зависимости выходного сигнала от освещённости ФЭУ (рис. 5.7)
Источник света – светодиод с диапазоном излучения 300-400 нм)

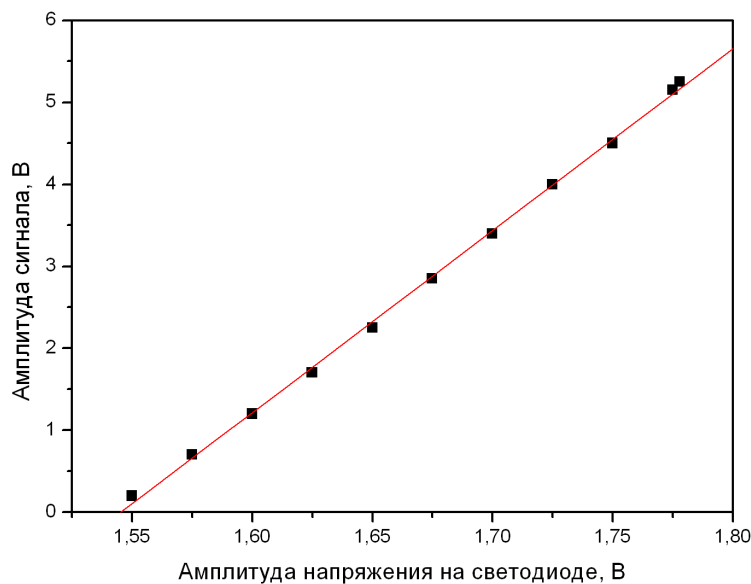


Рис. 5.7 Зависимость амплитуды сигнала ФЭУ от напряжения на светодиоде.

2. Зависимость усиления ФЭУ от напряжения на последних диодах для разных ФЭУ. Эта характеристика является индивидуальной для каждого ФЭУ. Рис. 5.8 демонстрирует разницу для двух ФЭУ. При некотором напряжении коэффициенты усиления одинаковые, а при увеличении напряжения различие становится существенным (при напряжении 250 В они уже отличаются в 2 раза).

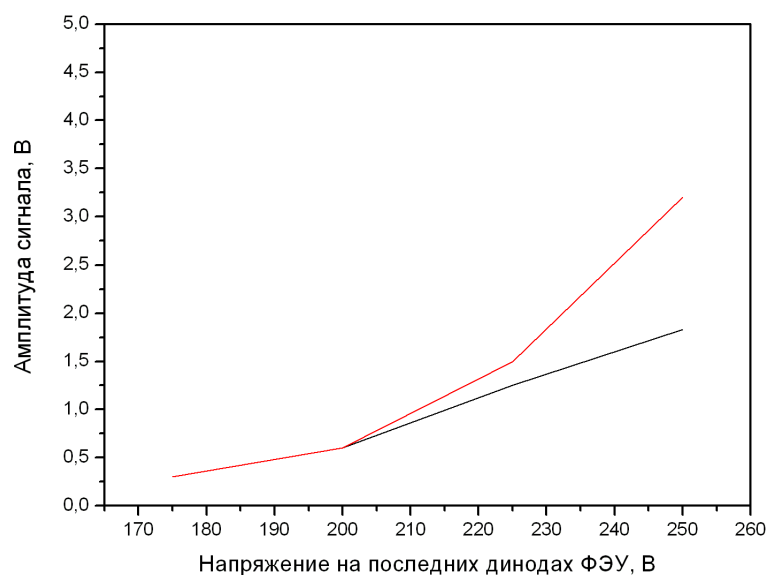


Рис. 5.8 Различие зависимости выходного сигнала ФЭУ от напряжения на последних диодах для двух разных ФЭУ.

3. Вследствие разницы характеристик ФЭУ (крутизны характеристики напряжение-коэффициент усиления) необходимо приводить эти кривые к одному виду, чтобы зависимость коэффициента усиления ФЭУ от напряжения были одинаковые для всех ФЭУ одного кластера. Это достигается путём изменения распределения разницы потенциалов между 2-4 диодами и 7-8 диодами, что осуществляется подбором сопротивлений между указанными диодами. Пример работы двух ФЭУ после выравнивания их коэффициентов усиления и крутизны характеристики приведён на рис.5.9. Видно, что сигналы (на каждой осциллограмме по два луча – синий и оранжевый – соответствуют двум ФЭУ) практически не отличаются друг от друга, причём в широком диапазоне высокого напряжения на последних диодах ФЭУ.

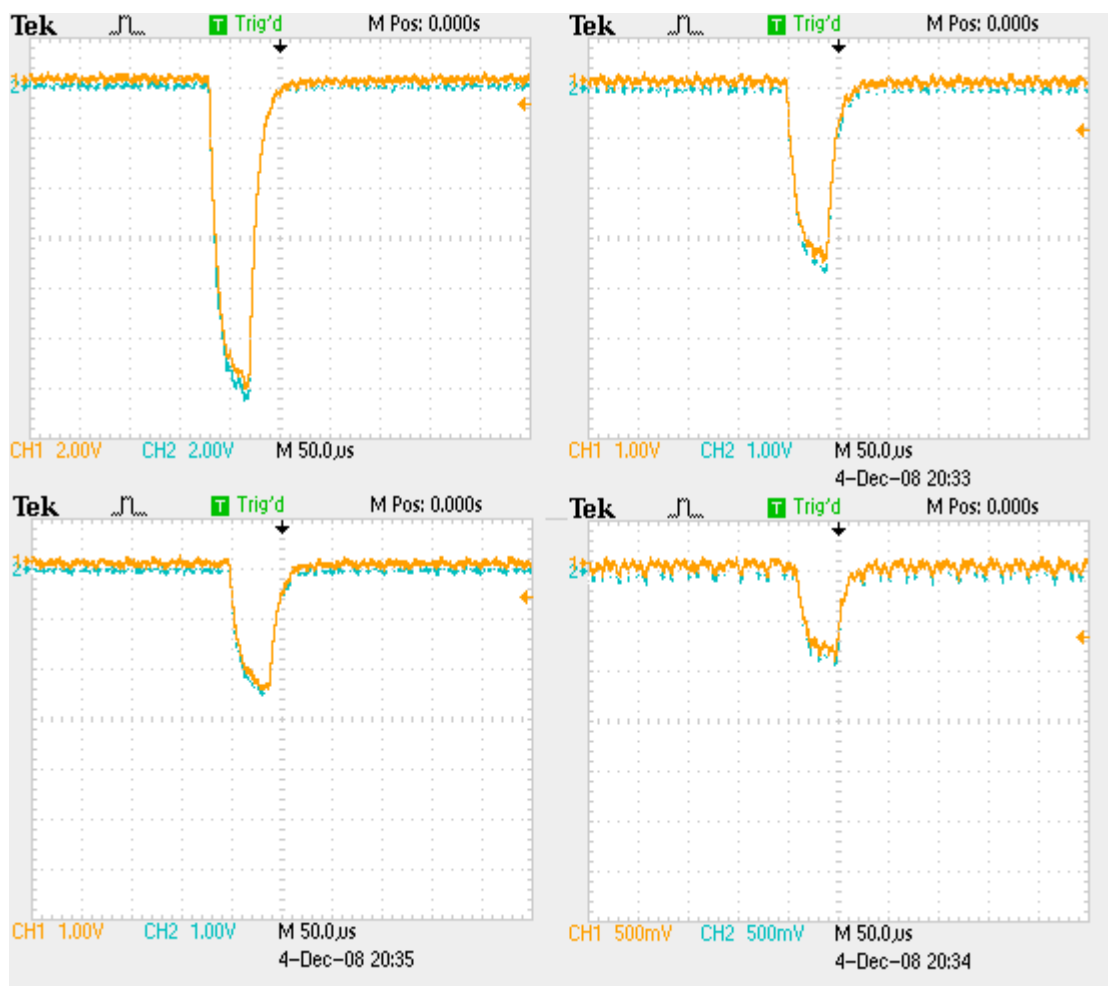


Рис. 5.9 Сигнал двух ФЭУ (синий луч – сигнал от одного ФЭУ, оранжевый – от второго) от одного светового импульса после выравнивания их характеристик для разных значений напряжения на последних диодах (275 В, 200 В, 150 В, 100 В).

Для первичного тестирования общего функционирования электроники кластера была написана программа Program.ise, (на языке программирования VHDL) для ПЛИС, осуществляющая контроль высокого напряжения, выработки триггера первого уровня (по превышению сигналом заданного уровня в одной ячейке фотоприёмника), запись и хранение информации по отдельным каналам кластера (16 каналов) и выдачу информации. В ПЛИС каждого кластера организованы блоки приёма информации и распределения по ячейкам памяти и память, представляющая 16 сдвиговых регистров по 64 десятиразрядных слов (соответствует разрядности АЦП), блок выдачи информации и блоки выработки триггера и АРУ.

Для управления работой кластеров была создан макет платы и соответствующая программа управления (Manage.ise), возможности которой – выдача команд и адресов платам кластера, выработка триггера второго уровня (после анализа триггеров первого уровня) и приём и хранение информации, полученной с плат кластера ФЭУ. Обмен информацией и командами осуществляется по протоколу SPI.

Основными критериями работы электроники кластера является функционирование системы АРУ и выдача на плату управления информации соответствующей входному сигналу и её правильное распределение по ячейкам памяти.

1. Для тестирования системы АРУ перед фотоприёмником располагался светодиод с диапазоном излучения 200 – 400 нм, равномерно освещающий все ФЭУ кластера. Интенсивность излучения светодиода пропорциональна напряжению питания. Имитация переменного УФ фона атмосферы проводилось путём подачи плавно изменяющего напряжения на светодиод. Управляющее высоким напряжением должно изменяться противоположно изменению интенсивности. Результаты измерений приведены на рис. 5.10. Синяя кривая – интенсивность УФ свечения, оранжевая – управляющий сигнал высокого напряжения. Верхний рисунок – медленное изменение УФ фона, когда система АРУ успевает подстроиться и в точности повторяет изменения света. Видно, что система АРУ реагирует на изменение условий освещённости должным образом, т.е. при увеличении света напряжение уменьшается. Нижний рисунок демонстрирует работу АРУ при быстром изменении УФ фона. При этом система не успевает повторять форму светового сигнала, и напряжение изменяется линейно, поскольку на каждом шаге к коду высокого напряжения либо добавляется (при уменьшении фона), либо отнимается (при увеличении фона) единица.

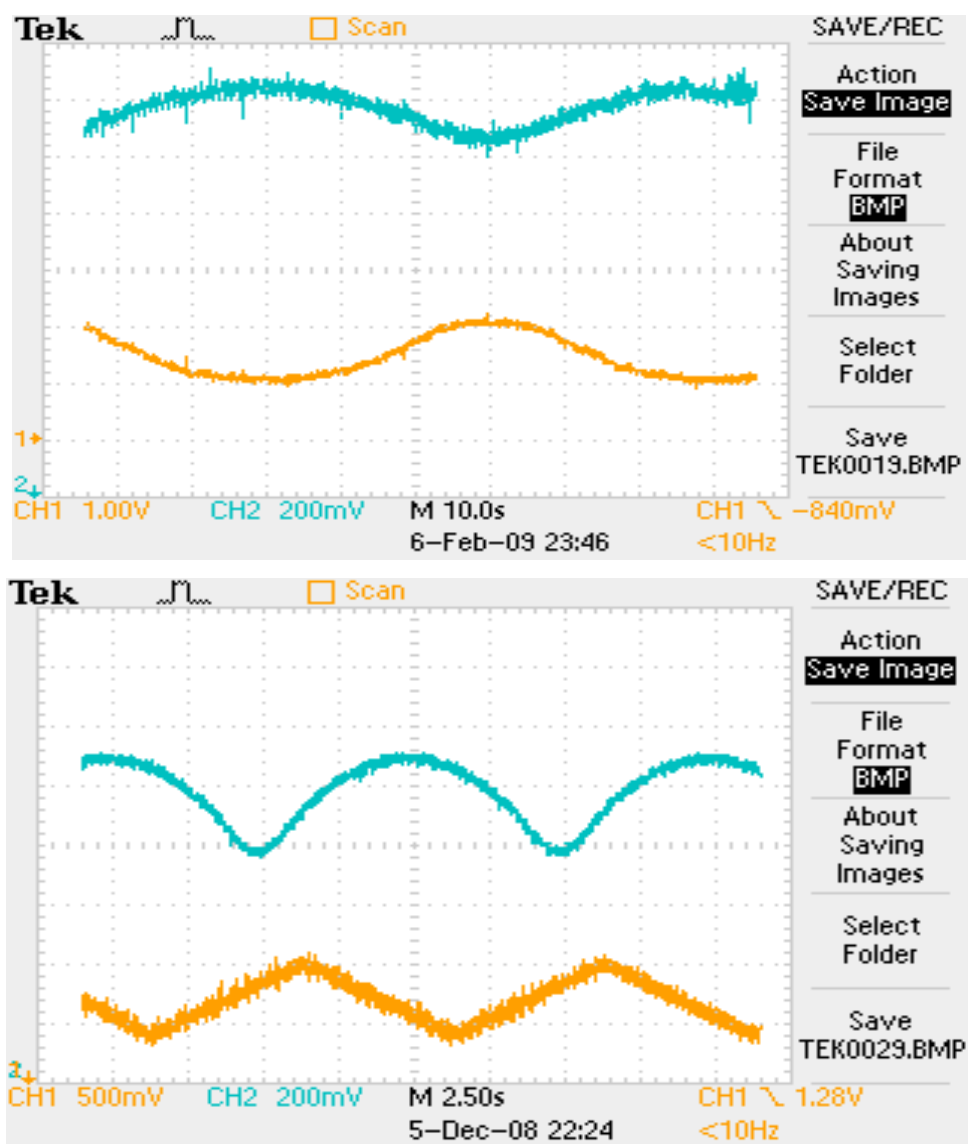


Рис. 5.10 Изменение управляющего высоковольтными источниками напряжения в зависимости от интенсивности УФ свечения светодиода. Синяя кривая – напряжение питания светодиода, оранжевая – напряжение управления высоковольтными источниками. Верхний рисунок – медленное изменение интенсивности фона, нижний – быстрое.

Однако при очень быстрых изменениях (в первую очередь при увеличении) УФ фона, чтобы обезопасить прибор, например, при выходе на дневную сторону орбиты, должно быть и быстрое изменение кода высокого напряжения – система защиты, которая при резком скачке интенсивности света за один такт изменяет код высокого напряжения до 0. Другая особенность состоит в запаздывании реакции системы АРУ на изменение УФ фона. Это связано с тем, что изменение кода высокого напряжения происходит один раз за время Δt_{HV} , которое должно быть гораздо больше времени полезного сигнала, но меньше характерного времени изменения УФ фона.

2. Тестирование выдачи записанной информации позволяет проверить правильность функционирования всего пути преобразования информации от получения её с ФЭУ в аналоговом виде, до записи в память и передачу плате управления. Для восстановления осциллограмм параллельно каналу передачи информации «плата кластера – плата управления» был подключен ЦАП, визуализировавший информацию, передаваемую битовыми потоками по протоколу SPI. Критериям правильности является соответствие выходных осциллограмм форме входного сигнала и соответствие распределения сигнала по ячейкам памяти ячейкам фотоприёмника (каждому ФЭУ соответствует свой сдвиговый регистр и перемешивание информации и запись не в «свой» регистр недопустимо). На рис. 5.11 приведён пример записи прямоугольного импульса длительностью 12 мкс. Импульсом от УФ светодиода (NSHU590A) освещался один ФЭУ кластера. Чётко повторяется форма импульса, поскольку постоянная времени анодной RC-цепочки (0,8 мкс) существенно меньше длительности сигнала. Эта осциллограмма является выходной информацией платы кластера, т.е. информация, которая прошла всю электронику, от ФЭУ и аналоговой части, до записи в блоке памяти и выдачи по запросу платы управления. Длина осциллограммы соответствует 64м тактам записи по 0,8 мкс.

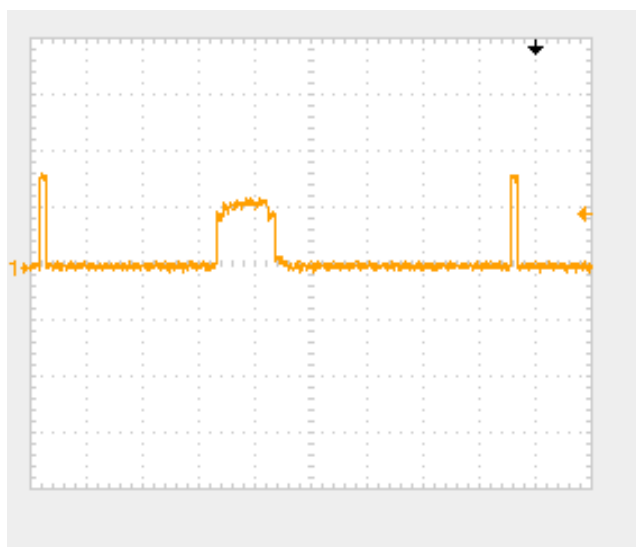


Рис. 5.11 Осциллограмма прямоугольного импульса длительностью 12 мкс. Узкие вертикальные полосы показывают границы записи одной осциллограммы (64 интервала времени по 0,8 мкс).

На рис. 5.12 пример осциллограммы прямоугольного импульса длительностью 1 мкс. Длительность сигнала сопоставима с постоянной времени анодной RC-цепочки, поэтому записанный импульс больше по времени и имеет не прямоугольную форму.



Рис. 5.12 Осциллограмма прямоугольного импульса длительностью 1 мкс.

На рис. 5.13 показаны записанные осциллограммы нескольких соседних каналов, которые равномерно освещались светодиодом. При этом проверялась правильность распределения сигнала по каналам (номера осциллограмм должны соответствовать номерам освещаемых каналов), а так же одинаковость амплитуды выходного сигнала, показывающее одинаковость коэффициентов усиления ФЭУ. Из рисунка видно, что различие осциллограмм не существенно.

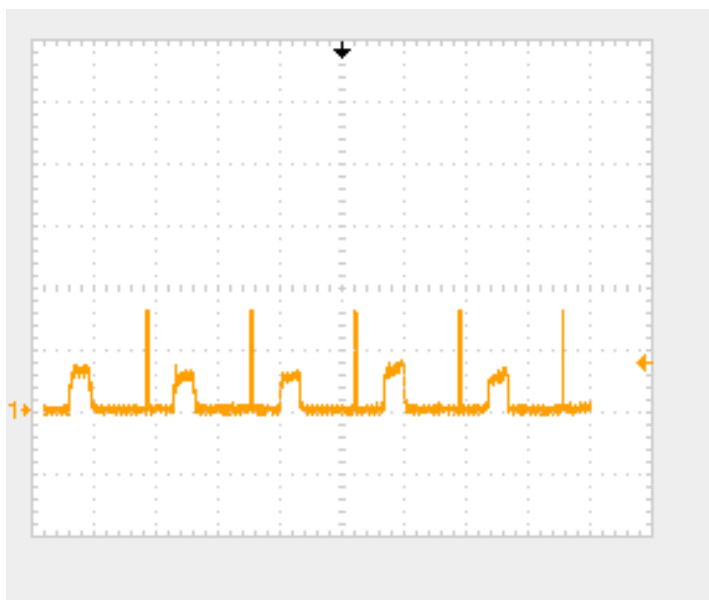


Рис. 5.13 Осциллограммы прямоугольного импульса в нескольких соседних каналах.

5.5 Калибровка ФЭУ

В каждом кластере все ФЭУ имеют одинаковый коэффициент усиления и одинаковую крутизну характеристики напряжение-коэффициент усиления за счёт подбора резисторов в диодной системе. Однако необходимо знать, как измерив напряжение питания вакуумного усилителя и сигнал ФЭУ, рассчитать количество фотонов, попавших в ФЭУ, т.е. необходима абсолютная калибровка ФЭУ. Это возможно сделать, не имея эталонного источника света, используя лишь паспортные характеристики ФЭУ, а именно, полагая точно известной квантовую эффективность фотокатода ФЭУ. Для выбранного типа ФЭУ, Hamamatsu R1463, квантовая эффективность равна $p = 0,2$.

Для проведения абсолютной калибровки сначала необходимо получить зависимость амплитуды сигнала от напряжения питания ВУ для УФ импульса, произвольной интенсивности, но в том диапазоне длин волн, в которых будут производиться измерения (300-400 нм). Затем, для одной из точек данной зависимости нужно выяснить коэффициент усиления ФЭУ (G). Тогда для всей кривой однозначно определяется G , и по величине сигнала ФЭУ можно судить о входном световом импульсе.

Для расчёта коэффициента усиления необходимо измерить помимо амплитуды сигнала, ещё флуктуации, которые связаны с квантовой эффективностью, причём, можно считать, что и количество фотоэлектронов и амплитуда сигнала имеют распределение Пуассона. Тогда,

$$\frac{\sigma_U}{U} = \frac{\sigma_{p.e.}}{N_{p.e.}} = \frac{\sqrt{N_{p.e.}}}{N_{p.e.}} = \frac{1}{\sqrt{N_{p.e.}}} \Rightarrow N_{p.e.} = \left(\frac{U}{\sigma_U} \right)^2, \quad (5.2)$$

где U и σ_U – амплитуда сигнала и его флуктуации, $N_{p.e.}$, $\sigma_{p.e.}$ – количество фотоэлектронов и их флуктуации.

Таким образом, по амплитуде сигнала и его флуктуациям можно восстановить количество фотоэлектронов на входе диодной системы ФЭУ для данного светового импульса. При этом, коэффициент усиления ФЭУ определяется отношением количества электронов на аноде к количеству фотоэлектронов.

$$G = \frac{N}{N_{p.e.}} = \frac{q}{eN_{p.e.}} = \frac{UC_a}{eN_{p.e.}} \quad (5.3)$$

При этом уже получена зависимость амплитуда данного сигнала от напряжения питания ВУ: $U(U_{HV})$, поэтому теперь можно получить зависимость $G(U_{HV})$, что позволит в дальнейшем по величине напряжения питания ВУ и амплитуде сигнала восстанавливать количество фотонов на входе ФЭУ:

$$N_{\gamma} = pN_{p.e.} = p \frac{N}{G(U_{HV})} = p \frac{UC_a}{eG(U_{HV})} \quad (5.4)$$

Следуя описанной методике:

1. Для кластера ФЭУ лабораторного макета фотоприёмника детектора ТУС была получена зависимость $U(U_{HV})$ (приведена на рис.5.4).
2. Для напряжения питания ВУ 300 В измерены амплитуда сигнала и его флуктуации, и рассчитано по формуле (5.3) значение коэффициента усиления ФЭУ: $G = 5,2 \cdot 10^5$.
3. На основе рассчитанного коэффициента усиления и зависимости $U(U_{HV})$ получена зависимость коэффициента усиления ФЭУ от напряжения питания ВУ (рис. 5.13). В диапазоне изменения напряжения питания ВУ коэффициент усиления ФЭУ изменяется на 2 порядка.

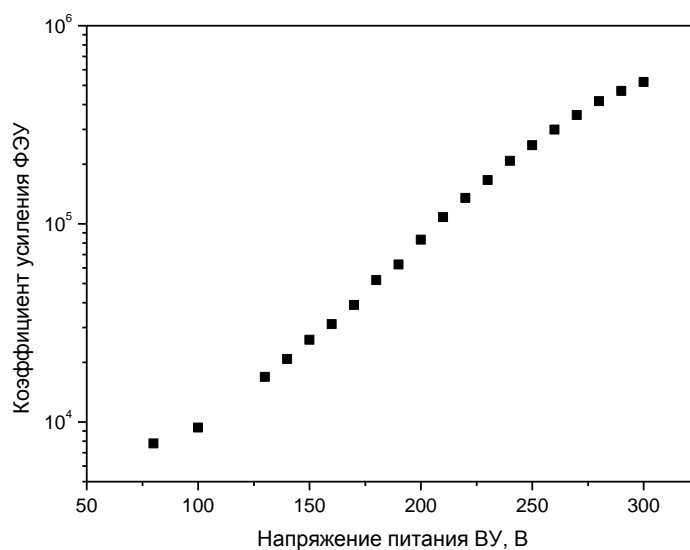


Рис.5.13 Зависимость коэффициента усиления ФЭУ кластера от напряжения питания ВУ.

Данная зависимость позволяет определять интенсивность света, измеряемую ФЭУ по величине сигнала и напряжению питания ВУ, информация о котором содержится в виде кода высокого напряжения в памяти ПЛИС и передаётся плате управления вместе с осциллограммами во время сеанса передачи информации.

Глава 6. Ожидаемые результаты

6.1 Оценка порогов регистрации КЛ ПВЭ, эффективного времени работы прибора и количества регистрируемых частиц.

Ответы на вопросы о направлении на источники КЛ ПВЭ, химическом составе и энергетическом спектре могут быть получены лишь при достаточной статистике. Поэтому, важной характеристикой детекторы КЛ ПВЭ является количество событий, которое может быть им зарегистрировано в течение всего срока службы прибора. Количество зарегистрированных детектором событий, помимо непосредственно частоты появления космических лучей, зависит от следующих величин:

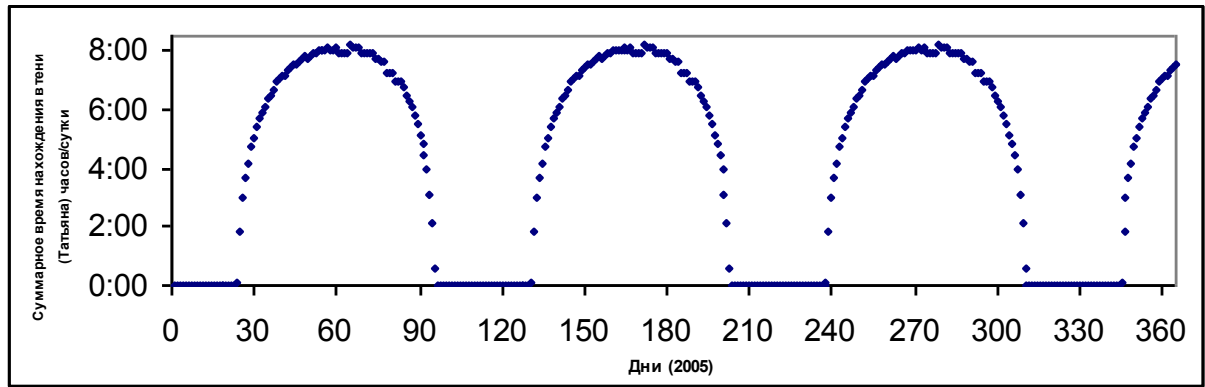
- 1) Площади обзора детектора;
- 2) Количества времени, проведённого на ночной стороне орбиты;
- 3) Углов прихода частиц, которые регистрируются прибором;
- 4) Пороговой энергии регистрации КЛ ПВЭ.

Площадь обзора может быть увеличена за счёт поднятия высоты орбиты спутника, но при этом высота не может быть сколь угодно большой, поскольку количество света, попадающего на зеркало детектора, уменьшается $\sim 1/R^2$, где R – высота орбиты. Но и длина пути ШАЛ в поле зрения одной ячейки увеличивается $\sim R$. Таким образом, полезный сигнал от ШАЛ в одной ячейке уменьшается $\sim 1/R$, а количество УФ фона не изменяется.

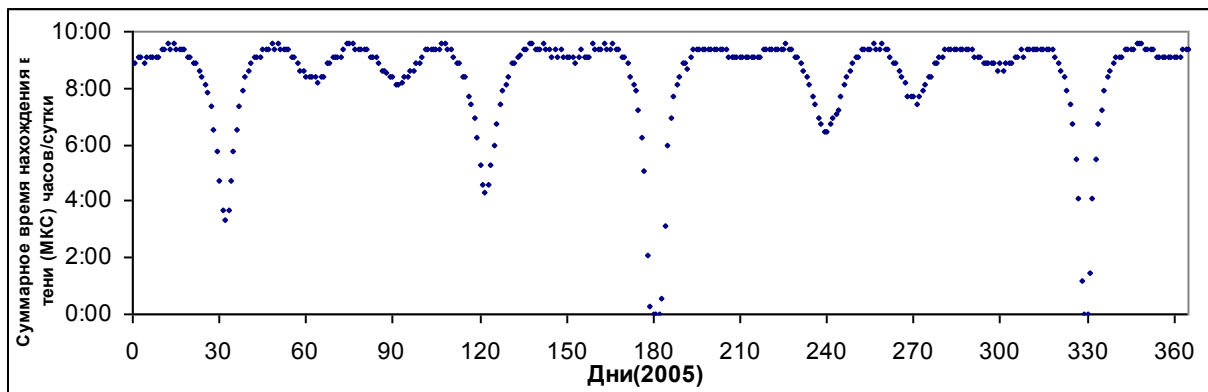
Количество времени, проведённого на ночной стороне, зависит от орбиты спутника. Несколько раз в году спутник весь день освещён солнцем. На рис.6.1 показаны примеры зависимости времени, проведённого на ночной стороне за сутки для спутника «Университетский-Татьяна» (высота орбиты ~ 1000 км, наклонение 82°) и МКС (высота орбиты ~ 350 км, наклонение 51°) в 2005 году. Суммарное время, проведённое на ночной стороне составляет:

- 1) Для спутника «Университетский – Татьяна» - 1600 часов (~ 18 % общего времени работы за год)
- 2) Для МКС – 3000 часов (35 %).

Соответственно, детектор «ТУС» на орбите, схожей с орбитой МКС, будет проводить на ночной стороне примерно 35 % всего времени работы.



а)



б)

Рис. 6.1 Суммарное время нахождения на ночной стороне витка орбиты а) спутник «Университетский-Татьяна», б) МКС.

Регистрация КЛ ПВЭ, приходящих с различными углами, связано с организацией системы отбора событий (триггерной системой). Как было сказано выше (см. главу 4), для детектора «ТУС» разработан двухуровневый триггер отбора событий ШАЛ

Важным параметром, определяющим порог регистрации КЛ ПВЭ, является УФ фон ночной атмосферы. Все существующие наземные эксперименты, регистрирующие КЛ ПВЭ по флуоресцентному свечению в атмосфере, работают только при малых фазах Луны, когда шум от рассеянного света в атмосфере невелик. Это с одной стороны уменьшает эффективное время работы прибора, а с другой стороны фиксирует энергетический порог регистрации КЛ ПВЭ.

Космический детектор JEM-EUSO так же будет функционировать при малом фоне УФ свечения атмосферы и с фиксированным порогом по энергии ($7 \cdot 10^{19}$ эВ).

В электронике детектора «ТУС» будет применена система АРУ, которая позволит работать при любом фоне УФ ночной атмосферы. Это позволит увеличить время экспозиции детектора, но приведёт к тому, что порог регистрации будет разным, в

зависимости от свечения атмосферы, и время экспозиции для разных энергий КЛ ПВЭ будет различным.

Самые последние и полные данные по УФ свечению ночной атмосферы были получены на спутнике «Университетский-Татьяна» и описаны во второй главе данной диссертации. Зная интенсивность УФ свечения для разных условий можно рассчитать уровень шума в одной ячейке фотоприёмника «ТУС» и оценить энергетический порог регистрации КЛ ПВЭ.

Шум определяется как среднеквадратичное отклонение числа фотоэлектронов на фотокатоде ФЭУ от среднего значения, которые можно найти по следующей формуле, поскольку флуктуации числа фотоэлектронов описываются распределением Пуассона.

$$\sigma = \sqrt{JS\Omega p\Delta t}, \quad (6.1)$$

где J – интенсивность (фотон/м²ср с) S – площади зеркала (2 м² для ТУС), Ω – телесный угол обзора одного ФЭУ (10⁻⁴), p – квантовая эффективность фотокатода ФЭУ (~0.2), Δt – время регистрации (12 мкс). Таким образом, интенсивность УФ измеренную на микро спутнике «Татьяна» можно пересчитать в шум в детекторе ТУС, зависимость которого от фазы Луны представлена на рис.2.9. Также на этом рисунке, на правой оси показаны соответствующие пороги регистрации КЛ ПВЭ.

За событие ШАЛ примем измеренное число фотоэлектронов в максимуме ШАЛ, превышающее величину $5 \cdot \sigma$ (удовлетворяет двум модам работы триггерной системы $y=2$ и $y=3$). Значение сигнала в максимуме ШАЛ прямо пропорционально энергии первичной частицы. Известно, что число электронов в максимуме ШАЛ равно $N_{\max}^e = E_0 / 1,4$, где E_0 – энергия первичной частицы в ГэВ. Каждый электрон производит ~ 5 флуоресцентных фотонов на одном метре пути в атмосфере (для оценок такого значения вполне достаточно). Таким образом, количество фотонов, образованных за время Δt (время прохождения максимума ливня через одну ячейку фотоприемника) в максимуме ливня равно

$$N_{\max}^\gamma = \frac{E_0}{1,4} \cdot Yc\Delta t \quad (6.2)$$

Поскольку фотоны излучаются изотропно, то в детектор попадёт всего:

$$N = N_{\max}^\gamma \cdot \frac{S}{4\pi R^2} = \frac{E_0}{1,4} \cdot Yc\Delta t \cdot \frac{S}{4\pi R^2}, \quad (6.3)$$

где S – площадь зеркала, R – радиус орбиты спутника, c – скорость света, Y – выход света флуоресценции. Ещё следует учесть потери света при рассеянии в атмосфере: $\eta = 0,75$ (75 % света дойдёт до детектора) и потери при отражении от зеркала и в световоде. Эффективность оптической системы : $\chi = 0,8$.

Умножив теперь это число на квантовую эффективность фотокатода, получим число фотоэлектронов от света ШАЛ, которое должно превышать $5 \cdot \sigma$. А значит, пороговая энергия будет равна:

$$E_{nop} = 5\sigma \frac{1,4}{Yc\Delta t} \cdot \frac{4\pi R^2}{S} \cdot \frac{1}{p\chi\eta} \quad (6.4)$$

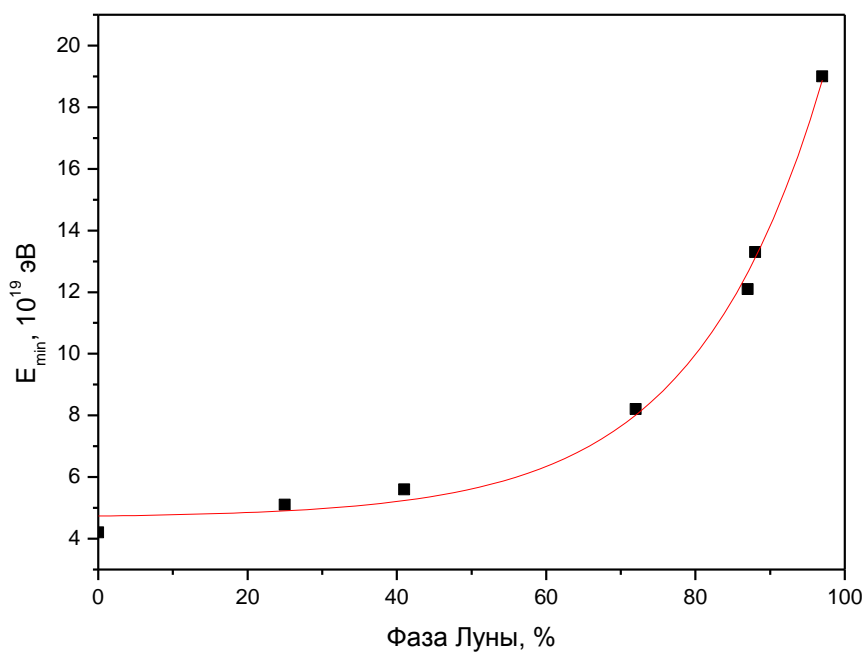


Рис. 6.2 Зависимость порога регистрации от фазы Луны.

Таким образом, чтобы определить время экспозиции для некоторой фазы Луны, из общего времени, в течение которого спутник находился в теневой стороне, нужно выделить те дни, для которых фаза Луны меньше или равна данной (рис.6.3).

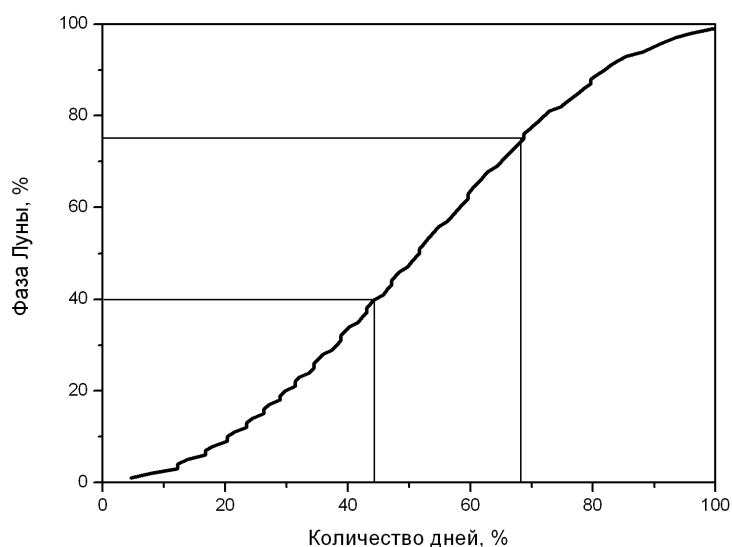


Рис. 6.3 Количество дней для разных фаз Луны в году.

Из рисунка видно, что доля дней в году, при которых фаза Луны меньше 40 % составляет примерно 45 %, и 68 % дней, для которых фаза Луны меньше 75 %. Итоговое эффективное время работы детектора «ТУС» для разных фаз Луны и соответствующие пороги регистрации КЛ ПВЭ приведены в таблице 6.1. Следует учесть, что данные цифры приведены для орбиты спутника, схожей с орбитой МКС, и соответствуют триггеру 5σ , и ливням с зенитным углом больше 60° , т.е. те ливни, для которых максимум ливня выше облачного покрова, и соответственно, факторы, связанные с облачным покровом атмосферы не влияют на пороги и время экспозиции. Для «вертикальных» ливней на время экспозиции повлияет чистота атмосферы вдоль трассы спутника.

Таблица 6.1 Пороговая энергия регистрации КЛ ПВЭ и эффективное время работы детектора «ТУС» для разных фаз Луны

Фаза Луны, %	Интенсивность УФ свечения атмосферы фотон/см ² ср с	Пороговая энергия для детектора «ТУС» (10^{18} эВ)	Эффективное время работы детектора «ТУС», %
0- 40	10^8	50	15
0- 75	$2 \cdot 10^8$	100	23
0- 100	10^9	300	30

Таким образом, за счёт системы АРУ возможно увеличение времени экспозиции детектора, по сравнению с подобными приборами, работающими только в ночи с малой фазой Луны в 2 раза.

Зная эффективное время работы, можно оценить количество частиц, которое будет зарегистрировано детектором «ТУС» за год работы на орбите. Сделаем это для двух возможных спектров, которые описаны в первой главе: с обрывом спектра при $5 \cdot 10^{19}$ эВ и без обрыва. Количество частиц можно рассчитать по формуле:

$$N = I(> E_0) \cdot \Omega \cdot T, \quad (6.5)$$

где $I(>E_0)$ – ожидаемый спектр КЛ (частиц/км²ср год), Ω – геометрический фактор детектора (км²ср), T – общее время экспозиции за год. Геометрический фактор детектора зависит от площади обзора, для детектора «ТУС» ~ 4100 км, и от возможных регистрируемых направлений прихода частиц, что в свою очередь зависит от выбранного триггера. Для всех типов триггеров регистрация осуществляется по всем азимутальным углам, поэтому на геометрический фактор прибора влияют лишь зенитные углы.

$$\Omega = S \cdot 2\pi \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin \theta d\theta \quad (6.6)$$

Для «горизонтальных» ливней ($60^\circ < \theta < 90^\circ$) $\Omega = 12870$ км²ср, для углов $30^\circ < \theta < 90^\circ$ - $\Omega = 22300$ км²ср, а для $0^\circ < \theta < 90^\circ$ - $\Omega = 25700$ км²ср.

Количество регистрируемых детектором «ТУС» за год частиц при различных энергетических порогах и модах работы триггерной системы прибора показаны в таблице 6.2.

Таблица 6.2 Количество событий КЛ ПВЭ в детекторе «ТУС» за год работы для двух возможных спектров, различных пороговых энергиях и модах работы триггерной системы прибора.

		$5 \cdot 10^{19}$ эВ	10^{20} эВ	$3 \cdot 10^{20}$ эВ
Спектр 1 $\gamma = 1,84$	$60^\circ < \theta < 90^\circ$	23	10	1,7
	$30^\circ < \theta < 90^\circ$	40	16	3
Спектр 2 $\gamma = 3,1$	$60^\circ < \theta < 90^\circ$	10	2	0,1
	$30^\circ < \theta < 90^\circ$	17	3,4	0,15

Для событий с энергией $5 \cdot 10^{19}$ эВ, определение энергии и направления прихода частиц обладает большими ошибками, поэтому работа детектора эффективна с более

высоких энергий ($7 \cdot 10^{19}$ эВ). Так же, оценки количества регистрируемых наклонных ливней несколько завышены, поскольку на их регистрацию оказывает большее влияние состояния атмосферы, облачного покрова, т.к. максимум ливня расположен глубже в атмосфере, что уменьшает время экспозиции для данного типа ливней.

6.2 Возможность изучения глобальной анизотропии КЛПВЭ с помощью детектора ТУС

В силу недостаточно хорошего углового разрешения детектор «ТУС» не будет являться «телескопическим», поскольку с его помощью невозможны точные восстановления направления прихода частиц. Однако набранная статистика позволит изучать корреляцию зарегистрированных событий с крупномасштабными структурами Вселенной, например, распределением светящейся материей.

Глобальная анизотропия прихода КЛ ПВЭ является хорошим способом проверки различных моделей происхождения частиц высоких энергий. Например, модели с ускорением частиц в астрофизических объектах (“bottom-up” модели) предсказываются распределение направлений прихода, соответствующее распределению «ускорителей», т.е. ближайших к нам галактик, поскольку расстояние прихода частиц ограничено ГЗК-эффектом. Так же эти модели предсказывают сильное подавление спектра при больших энергиях. В “top-down” моделях предсказывается корреляция с распределением тёмной материи в галактике, что приводит к асимметрии галактический «центр-антицентр» в силу нецентрального положения солнечной системы в галактике.

Пока удовлетворительного ответа на вопросы, касающиеся глобальной анизотропии и спектра при сверхвысоких энергиях нет.

При этом орбитальный детектор обладает существенным преимуществом по отношению к наземным детекторам КЛ ПВЭ. Установка, расположенная на Земле обзорекает лишь часть неба (рис.1.24 – пример экспозиции Обсерватории Пьера Оже, расположенной в южном полушарии). Для устранения данного недостатка необходимо создание аналогичной установки в северном полушарии. Тогда будет обзорекается всё небо, однако возникает другая экспериментальная трудность. Установки будут отличаться друг от друга в определении энергии первичной частицы. И даже небольшое систематическое отличие приведёт к существенным различиям в определении потока частиц в силу степенного характера спектра. Отличие в энергиях в 10 % приведёт к разнице потока до 50 %. При этом нельзя будет ответить на вопрос,

связано ли отличие с физическим эффектом или с систематической ошибкой в измерениях.

Таким образом, орбитальный детектор предоставляет уникальную возможность обозревать всё небо с помощью одного детектора. При этом, экспозиция детектора будет равномерной по всему небу. На рис.6.4 приведены результаты моделирования экспозиции детектора «ГУС» в предположении орбиты МКС. Плотность точек представляет время экспозиции. Из рисунка видно, что экспозиция однородна.

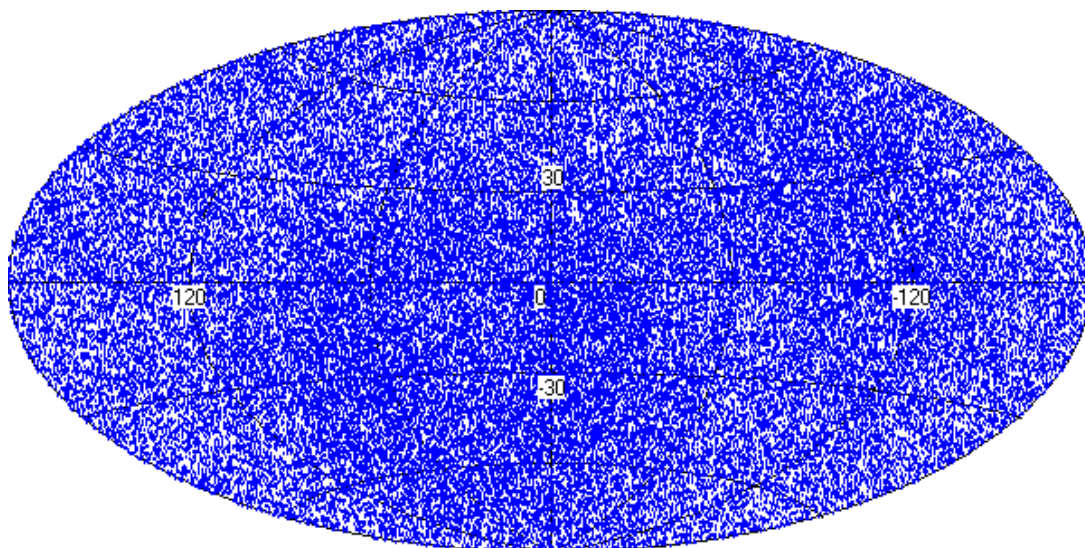


Рис. 6.4 Экспозиция детектора «ГУС» в галактических координатах. Плотность точек отражает время экспозиции.

При изучении глобальной асимметрии обычно применяют метод гармонического анализа [67]. Этот метод работает хорошо, если ожидаемый эффект хорошо виден в первых гармониках, но требует большой статистики, чтобы обнаружить более тонкие детали.

Для прибора «ГУС», с плохим угловым разрешением и не большим временем экспозиции можно использовать другую стратегию исследования глобальной анизотропии. Выбираются два участка на небе, от которых ожидается наибольшее отклонение (превышение и недостаток) от гипотезы изотропного распределения. Размеры областей и диапазон энергий выбирается заранее, чтобы обеспечить максимальную статистическую достоверность результата при минимальном времени экспозиции. Задача подобрать такие области.

Для получения распределения прихода частиц необходимо задать распределение источников, их спектр и модель распространения частиц от источников до Земли. Существенным фактором, который может повлиять на распространение частиц, являются галактические и внегалактические магнитные поля. Важны два эффекта: отклонение от прямолинейного распространения, тем самым, несоответствие

направления на источник и направления прихода частицы, и удлинение траектории движения и более эффективное выбывание частиц высоких энергий из-за ГЗК-эффекта. Для исследуемого диапазона энергий ($E > 7 \cdot 10^{19}$ эВ) изменение траектории протона внегалактическими полями (в существующих моделях величина поля в большей части ближайшей Вселенной порядка 10^{-11} Гс) и галактическими (их значение больше – 10^{-6} Гс, но зато меньший пространственный масштаб) оказывается меньше или порядка точности измерения направления прихода (меньше 5°).

При моделировании направлений прихода протонов, распределение источников строилось исходя из каталогов 2MASS XSC и LEDA в пределах 270 Мпк. Спектр источников с показателем 2,55, максимальная энергия $1,7 \cdot 10^{21}$ эВ. Такой спектр обеспечивает достаточное согласие наблюдаемого спектра у Земли с экспериментальными спектрами установки HiRes и Обсерватории Оже. [68]

Распространение космических частиц моделировано с помощью специальной программы (Kalashev, Kuzmin, Semikoz, Sigl 2001; Kalashev 2006) для первичных протонов. Численные значения плотности распределения прихода протонов доступно в интернете на сайте <http://livni.inr.ac.ru/UHECRskymaps/>. Результат представлен на рис. 6.5

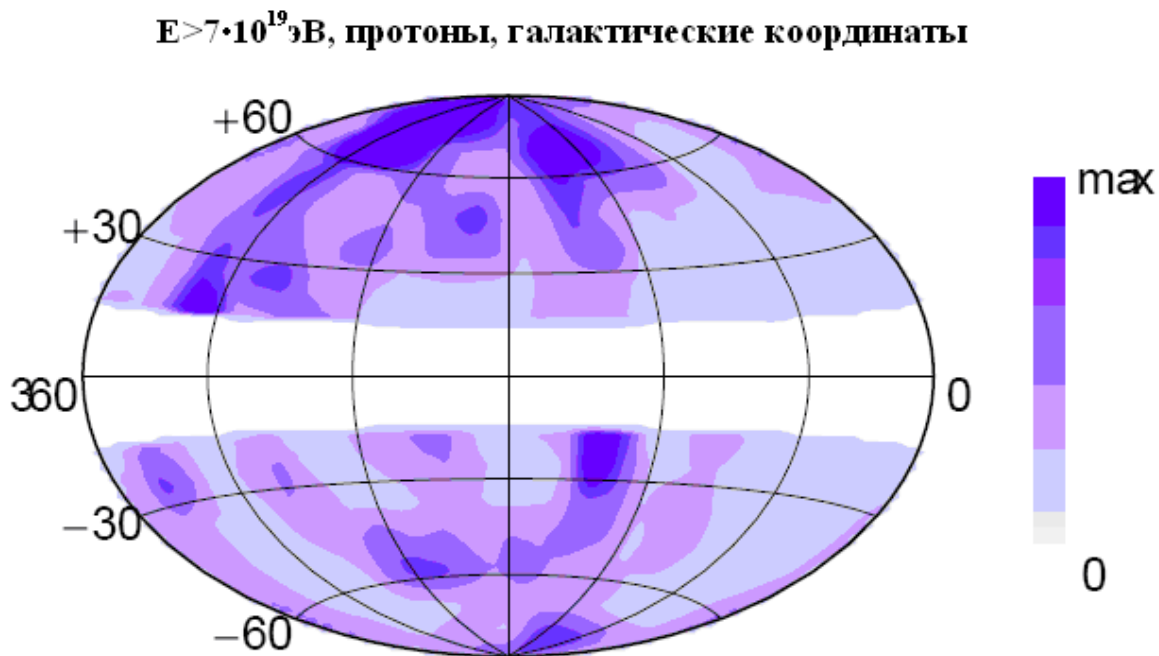


Рис. 6.5 Ожидаемая плотность событий с $E > 7 \cdot 10^{19}$ эВ для протонов при равномерной экспозиции.

Исходя из карты направлений прихода протонов полученной при гипотезе распределения источников в соответствии с распределением светящейся материи

вблизи галактики и равномерной экспозиции детектора «ГУС», получена карта отклонения данного распределения от равномерного ($\rho - \rho_0$, где ρ – плотность событий при не изотропном распределении источников, ρ_0 плотность событий при изотропном распределении источников). Карта в супергалактических координатах приведена на рис. 6.6. На этой карте можно выбирать области, где наибольшее превышение относительно гипотезы изотропного распределения и наибольший недостаток по сравнению с этой гипотезой. При этом выбор должен быть сделан в пользу областей, требующих минимальную статистику для принятия второй гипотезы и отклонения первой.

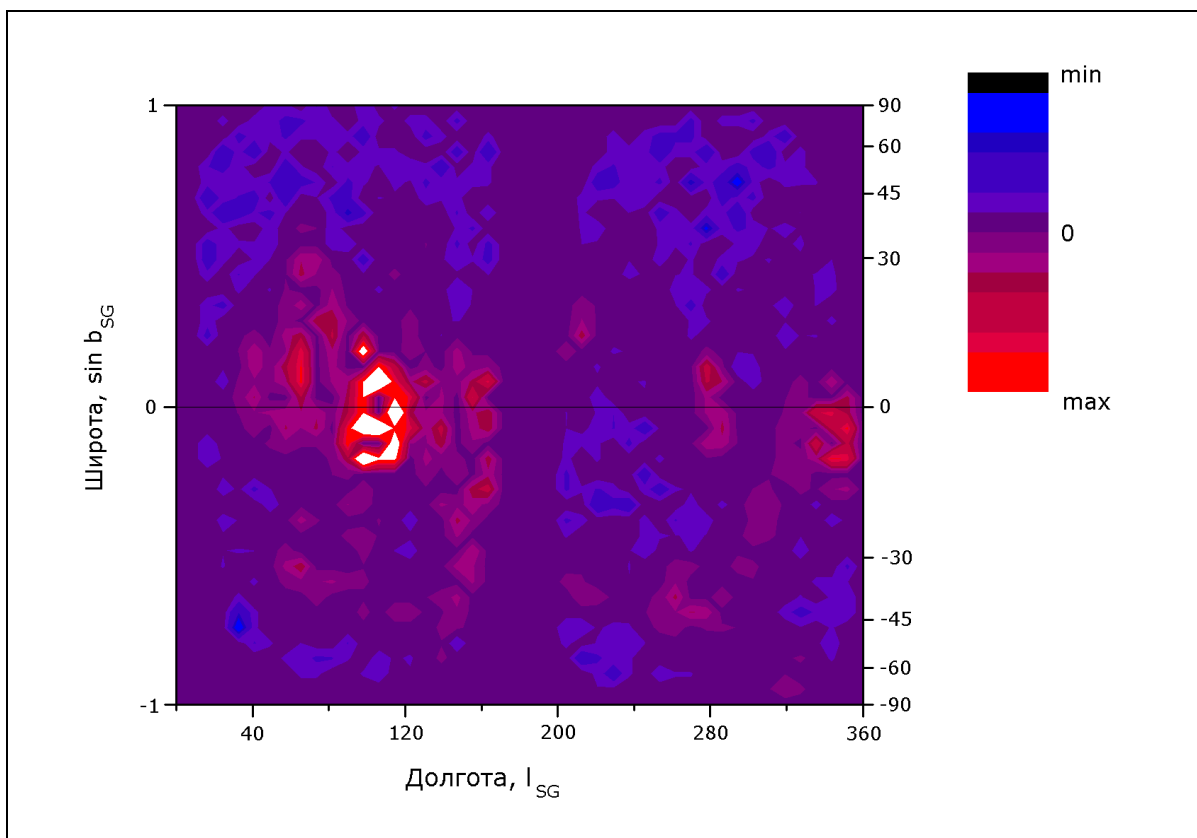


Рис. 6.6 Разница плотностей событий при гипотезе распределения источников в соответствии со светящейся материей и при гипотезе о равномерном распределении источников.

Статистически наиболее выгодными областями для анализа анизотропии оказались:

- 1) $85^\circ < l_{SG} < 125^\circ$, $-30^\circ < b_{SG} < 15^\circ$ - область максимального избытка событий в районе скопления Девы.
- 2) $0^\circ < l_{SG} < 360^\circ$, $35^\circ < b_{SG} < 90^\circ$ - область максимального недостатка событий.

Возможно проведение исследования только для одной из выбранных областей. Для достижения необходимого уровня значимости исследования (95%) при

рассмотрении первой области необходимо общее количество зарегистрированных событий – 76, при этом из этой области ожидается 11 событий в отличии от гипотезы изотропного распределения источников, для которой ожидается всего 4. При рассмотрении второй области всего необходимо 100 событий, 10 из которых из данной области при 22-х ожидаемых для изотропного распределения. Если же рассматривать обе области, то для достижения уровня значимости 95 % необходимо всего 55 событий.

Результаты расчётов приведены в таблице 6.3. Ошибка первого рода (вероятность отвергнуть гипотезу об изотропном распределении источников, если она верна) 5 %. Расчёты произведены для двух детекторов: ТУС и КЛПВЭ, у которого больше площадь обзора и лучшее угловое разрешение, для разных диапазонов зенитных углов прихода частиц и для разных критериев мощности (характеризующую вероятность положительного исхода эксперимента за указываемое время). При расчёте всех событий в год, пороговая энергия - $7 \cdot 10^{19}$ эВ, а показатель спектра КЛПВЭ, соответствующий последним данным Обсерватории Оже ($\gamma = 4,14$)[69]

Из таблицы 6.3 видно, что детектору ТУС понадобится достаточно длительный срок работы, чтобы дать результаты в силу малой статистики прибора. Однако, уже следующая его модификация КЛПВЭ (площадь зеркала 10 м^2) может произвести такое исследование в течение трёх лет.

Таблица 6.3. Количество лет наблюдений детекторами ТУС и КЛПВЭ, для подтверждения гипотезы соответствия направлений прихода частиц распределению светящейся материи вблизи Галактики.

Обзор	ТУС			КЛПВЭ		
	Событий в год	50 %	90 %	Событий в год	90 %	95 %
$60^\circ < \theta < 90^\circ$	5	3	8	16	2,6	3,4
$30^\circ < \theta < 90^\circ$	7	2	6	23	1,8	2,3

Заключение

В работе рассмотрен первый российский орбитальный детектор космических лучей предельно высоких энергий ТУС, разрабатываемый в НИИЯФ МГУ и получены следующие основные результаты

1. Создан первый лабораторный макет фотоприёмника орбитального детектора ТУС.
2. Разработано программное обеспечение логического блока электроники, позволяющее эффективно регистрировать и отбирать события ШАЛ. Проведено тестирование работы лабораторного макета.
3. Надёжность работы ячейки фотоприёмника проверена и доказана в измерениях УФ фона ночной атмосферы в течение 2 лет в космическом эксперименте на спутнике «Университетский-Татьяна».
4. В результате анализа данных спутника «Университетский-Татьяна» получена карта медленных вариаций интенсивности УФ свечения ночной атмосферы Земли и быстрых вспышек (транзиентных световых явлений) в верхних слоях атмосферы. На основе этих спутниковых данных произведены оценки УФ фона детектора ТУС.
5. Создана полная модель функционирования орбитального детектора, на основе которой произведена оценка эффективности регистрации частиц КЛ ПВЭ, энергетических порогов детектора и экспозиции с учётом новейших данных об УФ излучении ночной атмосферы, в том числе данных спутника «Университетский-Татьяна». Предложенная методика измерений позволит вдвое увеличить время экспозиции по сравнению с другими аналогичными приборами для частиц с энергией больше $3 \cdot 10^{20}$ эВ.
6. Разработана и оптимизирована стратегия изучения глобальной анизотропии источников КЛ ПВЭ с помощью орбитального детектора.
7. Разработана модель функционирования следящего зеркала-концентратора для будущего орбитального детектора КЛ ПВЭ с использованием матрицы фотоприёмника с переменным размером ячейки, и показано, что оптика такого вида позволяет улучшить соотношение сигнал-шум в два раза и повысить на порядок точность определения направления прихода первичной частицы.

Автор диссертации выражает глубокую благодарность научному руководителю, ведущему научному сотруднику НИИЯФ МГУ, д.ф.-м.н Хренову Борису Аркадьевичу.

Автор так же выражает глубокую благодарность научному сотруднику отдела частиц сверхвысоких энергий Гарипову Гали Карымовичу щедро делившимся своим богатым опытом физика- экспериментатора.

Автор благодарен заведующему отделом частиц сверхвысоких энергий профессору Калмыкову Николаю Николаевичу и заведующему отделом космических излучений к.ф.-м.н. Яшину Ивану Васильевичу за внимание к работе по теме диссертации на всем протяжении её выполнения.

Автор благодарен научному сотруднику отдела частиц сверхвысоких энергий Шаракину Сергею Александровичу за помощь в моделировании работы детектора «ТУС».

Автор благодарен С.В. Троицкому за советы и обсуждение результатов по поиску глобальной асимметрии источников космических лучей предельно высоких энергий по данным космических экспериментов (эксперимента «ТУС», в первую очередь).

Литература

1. J.W. Cronin, The Highest Energy Cosmic Rays, arXiv:astro-ph/0402487v1 20 Feb (2004).
2. T. Stanev, Ultra High Energy Cosmic Rays, arXiv:astro-ph/0411113v1 4 Nov (2004).
3. G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. // JETP Lett. 1966, 4, 78.
4. Greisen K. End to cosmic-ray spectrum? // Phys. Rev. Letters 1966, 16, p. 748-750.
5. R.Aloisio, V.Berezinsky, P.Blasi, A. Gazizov, S. Grigorieva, B. Hnatyk, A dip in the UHECR spectrum and the transition from galactic to extragalactic cosmic rays, Astro. Part. Phys. 2007, 27, p. 76-91.
6. P. Bhattacharjee, G. Sigl. Origin and Propagation of Extremely High Energy Cosmic Rays, arXiv:astro-ph/9811011v2 23 Aug 1999
7. В.А. Кузьмин и В.А. Рубаков, Ядерная физика, 61, 1122 (1998).
8. M. Takeda et al., Astro. Part. Phys., 19, (2003), 499.
9. D. Bird et al. Study of broad scale anisotropy of cosmic ray arrival directions from 2×10^{17} eV to 10^{20} eV from Fly's Eye data. // Astrophys. J. 1999, 511, p. 739.
10. D.J. Bird et al. Evidence for correlated changes in the spectrum and composition of cosmic rays at extremely high energies. // Phys. Rev. Lett. 1993, vol. 71, p. 3401-3404.
11. A. Watson, Highlights from the Pierre Auger Observatory-the birth of the Hybrid Era, ICRC-2007, Merida, Mexico.
12. M. Fukushima, Status and Prospect of Telescope Array (TA) Experiment. // Proc. 30th ICRC. Merida. 2007. 4. p. 417-420.
13. Allard D., Parizot E., Olinto A.V. On the transition from galactic to extragalactic cosmic-rays: Spectral and composition features from two opposite scenarios. // AstroPart. Phys. 2007, 27, p. 61-75
14. J. Abraham et al. Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV, arXiv:0806.4302v1 [astro-ph] 26 Jun 2008
15. В.В Просин. Диссертация на соискание степени доктора физ.-мат. наук, 2006. НИИЯФ МГУ.
16. D.S. Gorbunov et al. Evidence for a Connection between the γ -Ray and the Highest Energy Cosmic-Ray Emissions by BL Lacertae Objects. // Astrophys. J 2002, vol. 577, iss. 2, p. L93-L96.

17. D.S. Gorbunov et al. Testing the correlations between ultra-high-energy cosmic rays and BL Lac type objects with HiRes stereoscopic data. // *Pis'ma v ZhETF* 2004, vol. 80, iss. 3, p. 167-170.
18. The Pierre Auger Collaboration, Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects. // *Science* 2007, 318, p. 938-943.
19. The Pierre Auger Collaboration, Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei. // *Astropart. Phys.* 2008, 29 p. 188-204
arXiv:0712.2843v2 [astro-ph] 23 Jun 2008
20. Gorbunov D., Tinyakov P., Tkachev I., Troitsky S., On correlation of the highest-energy cosmic rays with nearby extra-galactic objects reported by Pierre Auger Collaboration. // *Pis'ma v ZhETF* 2008, v. 87, iss. 9, p. 547-549.
21. Jarrett T, Large scale structure in the local universe: the 2MASS galaxy catalog, 2004 Preprint astro-ph/0405069.
22. F. Kakimoto et al., A Measurement of the Air Fluorescence Yield. // *Nucl.Instr.Meth.* 1996, V. A372 , p. 527-533.
23. A.N. Bunner, Ph. D. Thesis, Cornell University (1967).
24. M. Nagano, K. Kobayakawa and N. Sakaki. Fluorescence efficiency of electrons in the atmosphere above oceans. // *Proc. of 27-th ICRC, 2001 (Hamburg), 1, 675.*
25. G. Rodrigues, for the AIRFLY collaboration, Air fluorescence yield dependence on atmospheric parameters. // *Proc. 30th ICRC. Merida. 2007. 5. p. 933–936.*
26. J. Linsley and R. Benson, Satellite Observation of Cosmic Ray Air Showers. // *Proc, ICRC 17-th, Paris, 1981, 8, p.145-148.*
27. В.В Александров и др. Проект исследования космических лучей предельно высоких энергий на российском сегменте международной космической станции. // *Вестник МГУ, сер. физика и астрономия* 2000, № 6, стр. 33-36.
28. B.A. Khrenov and M.I. Panasyuk for the Kosmotepel collaboration, Proc. of Workshop on Observing of Extremely High Energy Cosmic Ray from Earth and Space, AIP Conf. Proc., Melville, N.Y. , 566, 57 (2001)
29. D. I. Bugrov, G. K. Garipov, N. N. Kalmykov, B. A. Khrenov et al. Modeling of Space Telescopes for Observation of Tracks Produced in the Atmosphere by EHECR. // *Mathematical Modeling of Complex Information Processing Systems. Moscow University Press, p. 98-118, 2001.*

30. B.A. Khrenov (Kosmotepel Collaboration) Design and Development of Space Experiments KLYPVE and TUS for Study UHECR. // Nucl. Phys. B Proc. 113, p. 115-122, 2002.
31. B.A. Khrenov. Complementary research ability of ground- and space-based detectors of ultra high energy cosmic rays. // Journ. Phys. G, Nucl. and Particles Phys 29 2003, p. 303-312.
32. L. Scarsi et al, Extreme Universe Space Observatory (EUSO) Proposal for the ESA F2/F3 Missions, (2000).
33. L. Scarsi, O. Catalano, M.C. MacCarone, B. Sacco et al. EUSO - Extreme Universe Space Observatory: Doing astronomy looking downward the Earth atmosphere. Proc. ICRC 2001, p. 839-842.
34. L. Scarsi, Proc. of Workshop on Observing of Ultra High Energy Cosmic Ray from Space and Earth, AIP Conf. Proc., Melville, N.Y., 566, 113-127 (2001).
35. T. Ebisuzaki, The JEM-EUSO Mission. // Proc. 30th ICRC. Merida. 2007. 5. p. 1045–1048.
36. JEM-EUSO collaboration, Instrument Overview of the JEM-EUSO Mission. // Proc. 30th ICRC. Merida. 2007. 5. p. 1077–1080.
37. Лебединский А.И., Краснопольский В.А., Кузнецов А.П., Иозенас В.А. Исследование излучения земной атмосферы в видимой и ультрафиолетовой области. // МККЛ 1965, Стр. 77-88.
38. Шеффер Е. К. Ночное свечение атмосферы в линии кислорода $\lambda 1304 \text{ \AA}$ на низких геомагнитных широтах. // Космические исследования 1971, т. 9, стр. 74-79.
39. Christensen A. B., Paxton L. J., Avery S., Craven J., Crowley G., Humm D. C., Kil H., Meier R. R., Meng C.-I, Morrison D., Ogorzalek B. S., Straus P., Strickland D. J., Swenson R. M., Walterscheid R. L., Wolven B., and Zhang Y. Initial observations with the Global Ultraviolet Imager (GUVI) in the NASA TIMED satellite mission. // J. Geophys. Res. 2003, 108 (A12), 1451.
40. GHCC Lightning Research Overview, www.ghcc.msfc.nasa.gov/overview/lightning.html/ 2000.
41. Franz R.C., R.J. Nemzek, and J.R. Winckler. Television image of a large upward electrical discharge above a thunderstorm. // Science 1990, 249, 48.
42. Sentman D.D., Wescott E.M., et al. Preliminary results from Sprite94 aircraft campaign: 1. Red Sprites. // Geophys. Res. Lett. 1995, 22, 1205 – 1208.

43. Wescott, E., D. Sentman, D. Osborne, D. Hampton, and M. Heavner Preliminary results from the Sprites94 aircraft campaign. 2. Blue jets. // *Geophys. Res. Lett.* 1995, 22, 1209-1212.
44. Fukunishi, H., Y. Takahashi, M. Kubota, K. Sakanoi, U. S. Inan, and W. A. Lyons Elves: Lightning-Induced Transient Luminous Events in the Lower Ionosphere. // *Geophys. Res. Lett.* 1996, 23(16), 2157–2160.
45. Inan U. S., Barrington-Leigh C., Hansen S., Glukhov V. S., Bell T. F., and Rairden R. Rapid Lateral Expansion of Optical Luminosity in Lightning-Induced Ionospheric Flashes Referred to as ‘Elves’. // *Geophys. Res. Lett.* 1997, 24, 5, pp. 583-586.
46. Mende S.B., Frey H.U., Su H.T., Hsu R.R., Chen A.B., Fukunishi h., Takahashi Y., Adachi T., Lee L.C. Global TLE observation with ISUAL. // Berkley Special Seminar, Berkley, February 15, 2005.
47. Chen, A.B., et al. Global distributions and occurrence rates of transient luminous events. // *J. Geophys. Res.* 2008, 113, A08306.
48. Гарипов Г.К., Панасюк М.И., Рубинштейн И.А., Тулупов В.И., Хренов Б.А., Широков А.В., Яшин И.В. и Салазар У. Детектор УФ на борту научно-образовательного микроспутника МГУ «Университетский- Татьяна». // ПТЭ 2006, №1, 135-141.
49. Садовничий В.А., Панасюк М. И., Бобровников С. Ю. и др. «Исследования радиационной обстановки в околоземном космическом пространстве на микроспутнике МГУ «УНИВЕРСИТЕТСКИЙ». // *Космические исследования* 2007, т. 45. с. 275-289.
50. Гуревич А.В.и Зыбин К.П., Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы. // *УФН* 2001, т. 171. с. 1177 – 1199.
51. Гарипов Г.К., Панасюк М.И., Тулупов В.И., Хренов Б.А., Широков А.В., Яшин И.В. и Салазар У. Вспышки УФ излучения в экваториальном районе Земли. // *Письма в ЖЭТФ* 2006, т.82, с.204-206.
52. Grassmann V., et al. Thunderstorm Effects on Sporadic E Propagation in 144 MHz. // *Dubus*, 2005, 1, p. 9-44.
53. Rairden R.L., Mende S.B. Time resolved sprite imagery. // *Geophys. Res. Lett.* 1995, 22, p. 3465 – 3468.

54. Chen A., et al. Analyzing ISUAL spectrometer data using a two-color diagram method. // Journal of Korean Astronomical Society 2005, 38, p. 303 – 306.
55. Su H. T. et al. Gigantic jets between a thundercloud and the ionosphere. // Nature 2003, 423, p. 974-976.
56. Milikh G. M., Shneider M. N. Model of UV flashes due to gigantic blue jets. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008, 41 234013 (6pp), doi:10.1088/0022-3727/41/23/234013.
57. Su H.T. et al. “Space and coordinated ground surveys of Transient Luminous Events”
58. Chern J.L., Hsu R.R., Su H.T., Lee L. C., Mende S.B., Fukunishi H., and Takahashi Y. Global Survey of Upper Atmospheric Transient Luminous Events on the FORMOSAT-2 Satellite. // J. Atmos. Terr. Phys. 2003, 65(5), p. 647-659.
59. Garipov G.K., Klimov P.A., Khrenov B.A., Panasyuk M.I., Dmitriev A.V., Myagkova I.N., Tulupov V.I., Shahparonov V.M., Vedenkin N.N., Yashin I.V., Salazar H., Martinez O., Cotzomi J., Ponce E., Nam S.W., Park I.H., Park J., Lee J., Na G., Kim J. UV data of the “Universitetsky-Tatiana” satellite and plans for “Tatiana-2”. Poster at the Corte workshop (Corsika, 2008), <http://www.oma.be/TLE2008Workshop/Presentations.html>. to be published in AIP, 2009.
60. Garipov G.K., Khrenov B.A., Park I.H., Tracking Mirror Detector for Cosmic Rays Ultra High energies. // Proc. 28th ICRC, 2005 Tsukuba, 4, p. 1109–1112.
61. Park J. H., Garipov G. K., Jeon J. A., Khrenov B. A., Kim J. E., Kim M., Kim Y. K., Lee C. -H., Lee J., Na G. W., Nam S., Park I. H., and Park Y.-S. Obscura telescope with a MEMS micromirror array for space observation of transient luminous phenomena or fast-moving objects. // Optics Express, Vol. 16, Issue 25, p. 20249-20257 doi:10.1364/OE.16.020249
62. Ильина Н.П., Калмыков Н.Н., Просин В.В. Черенковское излучение и параметры ШАЛ. // Ядерная физика, 1992, Т.55, вып.10, С.2756 - 2767.
63. The Pierre Auger Project Design Report, 1996.
64. Бондарцова О.В., Кириллов А.А. Зависимость глубины максимума ШАЛ ультравысоких энергий от зенитного угла. // 29-я РККЛ, Москва, 2006.
65. Hamamatsu, Photomultiplier tubes R1463, R1463P, 1998.
66. Garipov G.K. et al. The Photomultiplier Tubes in the Light Sensor of an Orbital Detector for Studying the Fluorescent Radiation of Extensive Air Showers. // IET 2005, v. 48, № 1, p.92-95.

67. Sommers P, Cosmic Ray Anisotropy Analysis with a Full-Sky Observatory. // *Astropart. Phys.* 2001, 14 271 [arXiv:astro-ph/0004016]
68. Kalashev O.E., Khrenov B.A., Klimov P.A., Sharakin S.A., Troitsky S.V. Global anisotropy of arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays: capabilities of space-based detectors. // *JCAP03 2008 003*, arXiv:0710.1382.
69. Yamamoto T. et al., The UHECR spectrum measured at the Pierre Auger Observatory and its astrophysical implications. // *Proc. 30th ICRC. Merida. 2007. 4. p. 335–338.*