

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Полярный геофизический институт»

На правах рукописи

Германенко Алексей Владимирович

**ИССЛЕДОВАНИЕ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И
ПРОНИКАЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ В АТМОСФЕРЕ АРКТИЧЕСКИХ И
СУБАРКТИЧЕСКИХ РЕГИОНОВ ЗЕМЛИ**

01.04.01 - Приборы и методы экспериментальной физики

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
кандидат физ.-мат. наук
Ю.В. Балабин

Москва - 2021

Оглавление

| | |
|---|-----|
| Введение | 3 |
| Глава 1. Описание экспериментального комплекса и методические вопросы | |
| 1.1 Вводные замечания | 9 |
| 1.2 Измерение низкоэнергичного нейтронного фона. Нейтронный монитор без свинца | 10 |
| 1.3 Измерение гамма-излучения. Сцинтилляционный гамма-спектрометр | 18 |
| 1.4 Детектор заряженной компоненты. Блок гейгеровских счетчиков | 30 |
| 1.5 Вспомогательное оборудование | 35 |
| 1.6 Интерфейсный блок и система регистрации | 39 |
| 1.7 Блок-схема экспериментальных радиационных комплексов в Апатитах и Баренцбурге | 45 |
| 1.8 Расчет эффективности и функций откликов детекторов | 50 |
| 1.9 Диагностика и отбор данных | 54 |
| 1.10 Изучение связи интенсивности частиц различного вида с давлением и температурой | 55 |
| 1.11 Экранирование излучения крышей здания лаборатории | 61 |
| Заключение главы 1 | 62 |
| Глава 2. Наблюдение вариаций гамма-излучения, связанного с атмосферными осадками | |
| 2.1 Вводные замечания | 65 |
| 2.2 Примеры событий | 68 |
| 2.3 Спектр фонового гамма-излучения. Годовая вариация | 70 |
| 2.4 Особенности событий возрастных гамма-фона | 76 |
| 2.5 Временная связь между осадками и возрастаниями | 80 |
| 2.6 Эффект от возрастных гамма-фона в других компонентах излучений | 81 |
| 2.7 Измерение спектров гамма-излучения при возрастании | 84 |
| 2.8 Вероятная причина происхождения дополнительного излучения, вызывающего возрастания | 86 |
| 2.9 Теоретический анализ влияния электрического поля облаков на ускорение электронов | 88 |
| 2.10 Энергетические оценки потока регистрируемых частиц | 92 |
| 2.11 Моделирование спектра рентгеновского излучения на основе предложенного механизма | 94 |
| Заключение главы 2 | 96 |
| Глава 3. Моделирование и прогноз радиационно-опасных потоков солнечных космических лучей по данным нейтронных мониторов | |
| 3.1 Методика определения характеристик релятивистских солнечных протонов по данным нейтронных мониторов | 98 |
| 3.2 On-line методика в реальном времени | 102 |
| 3.3 Примеры GLE в on-line модели и сравнение с основной моделью | 105 |
| 3.4 Применимость on-line модели для прогноза потоков РСП | 111 |
| Заключение главы 3 | 112 |
| Заключение | 114 |
| Список литературы | 118 |

Введение

В связи с наметившейся в последние годы интенсификацией хозяйственной деятельности в Арктике и прилегающих высокоширотных районах остро встает вопрос об угрозах нормальной жизнедеятельности человека в высоких широтах. Одной из таких угроз является повышенный уровень проникающих излучений, особенно на борту самолетов, совершающих трансполярные перелеты. В связи с этим возникает необходимость детального изучения характера проникающих излучений и их экстремальных интенсивностей. В дополнение к уже имеющейся наземной сети нейтронных мониторов необходимо проводить мониторинг других основных видов излучений. Нами была проведена модернизация имеющихся в Апатитах и Баренцбурге (арх. Шпицберген) станций нейтронных мониторов для создания на их базе аппаратурных комплексов мониторинга основных видов излучений (нуклонной, электронно-мюонной, электромагнитной) в атмосфере арктического и субарктического регионов. Такой мониторинг был начат летом 2009 г. с созданием комплексной установки в Апатитах. Аппаратура для этих наблюдений, методика получения и обработки данных была создана в лаборатории космических лучей ПГИ. В результате начатых наблюдений был обнаружен неизвестный ранее эффект увеличения потока мягкого гамма (рентгеновского) излучения, приходящего из верхней полусферы, во время осадков. Причем, как показали наши дальнейшие исследования, это добавочное мягкое гамма-излучение не связано с естественной или искусственной радиоактивностью, наблюдается как в теплый, так и в холодный сезоны, в том числе в условиях полярной ночи. В рамках основной рабочей гипотезы, что это излучение является тормозным рентгеновским излучением электронов, доускоренных в электрическом поле облаков, была определена первая задача.

Вопрос о влиянии электрических полей облаков на интенсивность космических лучей имеет давнюю историю. Одними из первых работ в этой области были исследования Вильсона (Wilson, 1925 а; Wilson, 1925 б), который ещё в 1925 году показал возможность ускорения электронов электрическими полями облаков. Он обратил внимание, что электрические поля в грозных облаках могут быть достаточно сильными, чтобы скомпенсировать естественные ионизационные потери электронов. При этом, как возможный источник электронов, им рассматривались естественные радионуклиды, содержащиеся в нижней атмосфере.

В настоящее время, идея ускорения электронов получила развитие в работах Гуревича и др., при рассмотрении т.н. пробоя на убегающих электронах (Гуревич, 1960; Gurevich et al., 1992; Gurevich et al., 2000; Гуревич, Зыбин, 2001; Roussel-Dupre et al., 1994). В этих работах рассматривается теория ускорительного процесса и размножения вторичных электронов в атмосфере и рентгеновское излучение, производимое ими (Gurevich, Milikh, 1999). Также эти

процессы рассматриваются при случайных и неоднородных электрических полях в облаке (Трахтенгерц, Иудин, 2005).

Большинство исследователей рассматривают ускорение электронов и возникновение тормозного излучения в приземном слое только при наличии грозовых облаков, обладающих сильными электрическими полями. Основным параметром существования всех этих теорий является значение потерь при движении частицы в атмосфере. Эти потери должны компенсироваться напряжённостью электрического поля, которая должна быть выше т.н. критической напряжённости. Кроме того, характерной особенностью этих процессов является их короткое время, порядка миллисекунды, определяемое временем электрического пробоя. Однако имеющиеся у нас пункты наблюдения в Апатитах и Баренцбурге находятся в высоких широтах, в которых грозовая активность минимальна. Во время наблюдаемых нами событий возрастания рентгеновского излучения в приземном слое, присутствуют только дождевые облака, а несколько зарегистрированных случаев гроз не дают более выдающихся эффектов по сравнению с остальными событиями. Кроме того, наблюдаемые нами события длятся несколько часов, обычно имеют достаточно плавные нарастания и спады, происходят как при дожде, так и при снегопаде. Рассмотрению этих эффектов посвящена первая часть работы.

Второй задачей при работе с нашим аппаратным комплексом стала более глобальная задача по созданию системы прогноза радиационно-опасных потоков солнечных космических лучей по данным нейтронных мониторов. Международная сеть нейтронных мониторов все еще остается надёжным и достоверным источником данных относительно релятивистских солнечных протонов (РСП), зарегистрированных во время событий солнечно-космических лучей (СКЛ). Характеристики этих частиц определяются по данным международной сети нейтронных мониторов (НМ) посредством моделирования GLE (Shea and Smart, 1982, Cramp et al., 1997, Vashenyuk et al., 2009). К настоящему времени созданы системы сбора данных нейтронных мониторов в реальном времени. Одна из таких систем — NMDB (База данных Нейтронных мониторов (www.nmdb.eu)). Она создана в рамках европейского проекта PFP-7. Производится сбор данных с 53-х станций нейтронных мониторов в режиме реального времени. На основе этого возникла задача экспресс-анализа данных нейтронных мониторов для определения характеристик солнечных протонов в режиме реального времени.

Целью работы является экспериментальное исследование вариаций вторичных космических лучей в приземном слое атмосферы высоких широт, а также разработка методики моделирования радиационно-опасных потоков солнечных космических лучей по данным нейтронных мониторов.

Работа состоит из введения, трёх глав и заключения. Во введении дан краткий обзор литературы и сформулированы цели исследования.

В первой главе даётся описание методики эксперимента, приводится описание экспериментального комплекса детекторов, методов регистрации и отбора данных, оценка погрешностей. Анализируется состав регистрируемых излучений, влияние на излучения факторов окружающей среды. Даётся модельное описание детекторов при помощи метода Монте-Карло.

Вторая глава посвящена регистрации гамма-излучения в приземном слое и обнаруженных при этом эффектов. Показана явная зависимость возрастаний гамма-фона от осадков и временная связь между ними. Проведено исследование влияния осадков на другие виды излучений: нейтронного и электронно-мюонного. Измерены спектры гамма-излучения при ясной погоде и при осадках. Предлагается вероятный механизм данного эффекта и его моделирование при помощи методов Монте-Карло.

Третья глава посвящена методике прогноза радиационно-опасных потоков солнечных космических лучей по данным нейтронных мониторов. Даётся описание ограниченной методики моделирования событий СКЛ на уровне земли, позволяющее давать в реальном времени оперативный прогноз радиационной опасности на несколько часов вперёд для экстремальных событий. Приводятся примеры такого моделирования на примере старых событий, поскольку за время разработки методики не было зарегистрировано ни одного значительного события солнечных космических лучей.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы.

Актуальность. В последние годы растёт интерес к космическим факторам, влияющим на метеорологические и климатические процессы в атмосфере. Приходит понимание, что атмосфера Земли открытая система, подверженная воздействию не только Солнца, но и различных внешних факторов межпланетной среды. Актуальность работы определяется как интересами понимания физики фундаментальных процессов взаимодействия космических лучей с атмосферой Земли, так и практическими вопросами влияния космических факторов на земной климат и состояние приземного слоя атмосферы. В том числе и на метеорологические процессы в тропосфере (Чижевский, 1976; Крымский и др., 2005; Harrison, Ambaum, 2014).

Возрастающая хозяйственная активность в высоких широтах, освоение трансполярных трасс в авиации, освоение околоземного космического пространства требуют создания системы непрерывного мониторинга, прогнозирования и оценки угроз от радиации (в том числе от СКЛ) для здоровья человека. Это сложная и трудная задача до сих пор не завершена, данная работа предлагает решение для редких, но экстремальных случаев больших событий СКЛ.

Научная новизна работы заключается в следующем.

1. Впервые экспериментально обнаружены возрастания рентгеновского (гамма) излучения в приземном слое полярной атмосферы во время осадков. Показано, что эти события не связаны с наличием радионуклидов в осадках, а полностью обусловлены процессами взаимодействия вторичных космических лучей в нижней атмосфере.

2. Открытый эффект возрастания гамма-излучения во время осадков изучен. Найдено, что эффект от осадков существенен только в мягком гамма-излучении (до единиц МэВ). Максимум возрастания гамма-излучения запаздывает на 30 – 40 минут по отношению к максимуму осадков, тогда как последний приходится на фазу максимального роста потока излучения. Проведено измерения энергетического спектра гамма-излучения при возрастании.

3. Предложена физическая модель генерации рентгеновского излучения, связанного с атмосферными осадками. Эта модель основывается на взаимодействии энергичных легких частиц (электронов и позитронов) с электрическими полями в слоисто-дождевых облаках. Энергичные электроны доускоряются электрическим полем облака и генерируют добавочное тормозное рентгеновское излучение, которое затем достигает земли. Выполнено моделирование процесса прохождения вторичных космических лучей через дождевое облако с электрическим полем и без. Полученное добавочное излучение имеет ту же форму спектра, что измеренный экспериментально спектр во время возрастания.

4. Разработан метод оперативного прогнозирования радиационно-опасных потоков солнечных космических лучей по данным нейтронных мониторов. Прогноз основывается на определении в режиме on-line спектра СКЛ (по данным сети нейтронных мониторов) и последующей его экстраполяции в область меньших энергий.

Научная и практическая ценность работы.

1. Развитый метод исследования вариаций интенсивности мягкого гамма-излучения в приземном слое атмосферы, приходящего из верхней полусферы. Разработана и создана комплексная установка мониторинга основных компонентов вторичных космических лучей.

2. Открытый эффект возрастания гамма-фона, возникающее при осадках, в полярном регионе. Ранее исследовалось влияние грозовой активности на потоки вторичных космических лучей без разделения на электромагнитную и заряженную компоненты. Впервые вариации гамма-фона, связанные с осадками, выделены в чистом виде и изучены всесторонне, причем, эти вариации происходят вне грозовой активности и теплых климатических зон. Это открытие показало, что существует еще один процесс взаимодействия космических лучей и метеорологических явлений в нижней атмосфере. Процесс этот более распространенный и

частый, поскольку выпадение осадков не всегда сопровождается грозами. Открытое явление — дополнительный фактор влияния космических лучей на метеорологические процессы в атмосфере.

3. Разработанная методика оперативного прогноза радиационно-опасных потоков солнечных космических лучей в экстремальных случаях с использованием данных мировой сети нейтронных мониторов в режиме реального времени. Во время события GLE эта методика позволяет по данным сети НМ определять верхний предел потока энергичных солнечных протонов (от 100 МэВ и выше) в околоземном пространстве.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Разработанная и созданная комплексная установка непрерывного мониторинга вторичных космических лучей на уровне земли.

2. Выявленный эффект, связанный с возрастанием интенсивности мягкого гамма-излучения в приземном слое.

3. Результат анализа различных событий возрастания гамма-излучения в приземном слое.

4. Предложенный механизм генерации дополнительного гамма-излучения, вызывающий обнаруженные эффекты.

5. Методика оперативного краткосрочного прогноза радиационно-опасных потоков в экстремальных событиях солнечных космических лучей по данным нейтронных мониторов.

Основные результаты, изложенные в диссертации, докладывались на 21-ом (2008 г., Кошице, Словакия), 22-ом (2010 г., Турку, Финляндия), 23-ем (2012 г., Москва, Россия), 24-ом (2014 г., Киль, Германия) и 26-ом (2018 г., Барнаул, Россия) Европейских симпозиумах по космическим лучам (ECRS), на 38-й (2010 г., Бремен, Германия), 39-й (2012 г., Майсур, Индия) и 40-й (2014 г., Москва, Россия) научных ассамблеях КОСПАР (COSPAR), на 32-й (2011 г., Пекин, КНР), 33-й (2013 г., Рио-де-Жанейро, Бразилия) и 35-й (2017, Бусан, Южная Корея) международных конференциях по космическим лучам (ICRC), на 30-й (2008 г., С.Петербург), 31-й (2010 г., Москва), 32-й (2012 г., Москва), 33-й (2014 г., Дубна), 34-й (2016 г., Дубна), 35-й (2018 г., Барнаул) и 36-й (2020 г.) всероссийских конференциях по космическим лучам (ВККЛ), на 5-й (2016 г., Калининград) и 6-й (2018 г., Калининград) международных конференциях «Атмосфера, Ионосфера, Безопасность», на 31, 32, 33, 34, 35, 36, 38, 39, 40, 41, 42, 43 и 44 ежегодных Апатитских семинарах «Физика авроральных явлений» (2008 – 2021 гг., Апатиты).

По материалам диссертации опубликовано 30 печатных работ, 10 из которых в изданиях, включенных в текущий перечень ВАК.

Глава 1. Описание экспериментального комплекса и методические вопросы

1.1 Вводные замечания.

На станции космических лучей в ПГИ создана комплексная система мониторинга радиационного фона в различных видах излучений: нейтронной компоненты, низкоэнергичной заряженной и низкоэнергичной электромагнитной компонент. На атмосферу земли из космического пространства падает поток первичных космических лучей. Влетая в атмосферу Земли и сталкиваясь с ядрами атомов, частицы первичного потока вызывают каскад ядерных реакций, примерна схема которого показана на Рис. 1.1. Именно эти вторичные частицы и достигают нижних слоев атмосферы и поверхности земли. Среди них имеются электроны, мюоны, гамма-кванты и нейтроны. Именно эти частицы регистрируются экспериментальным комплексом мониторинга излучения, созданным в рамках данной работы.

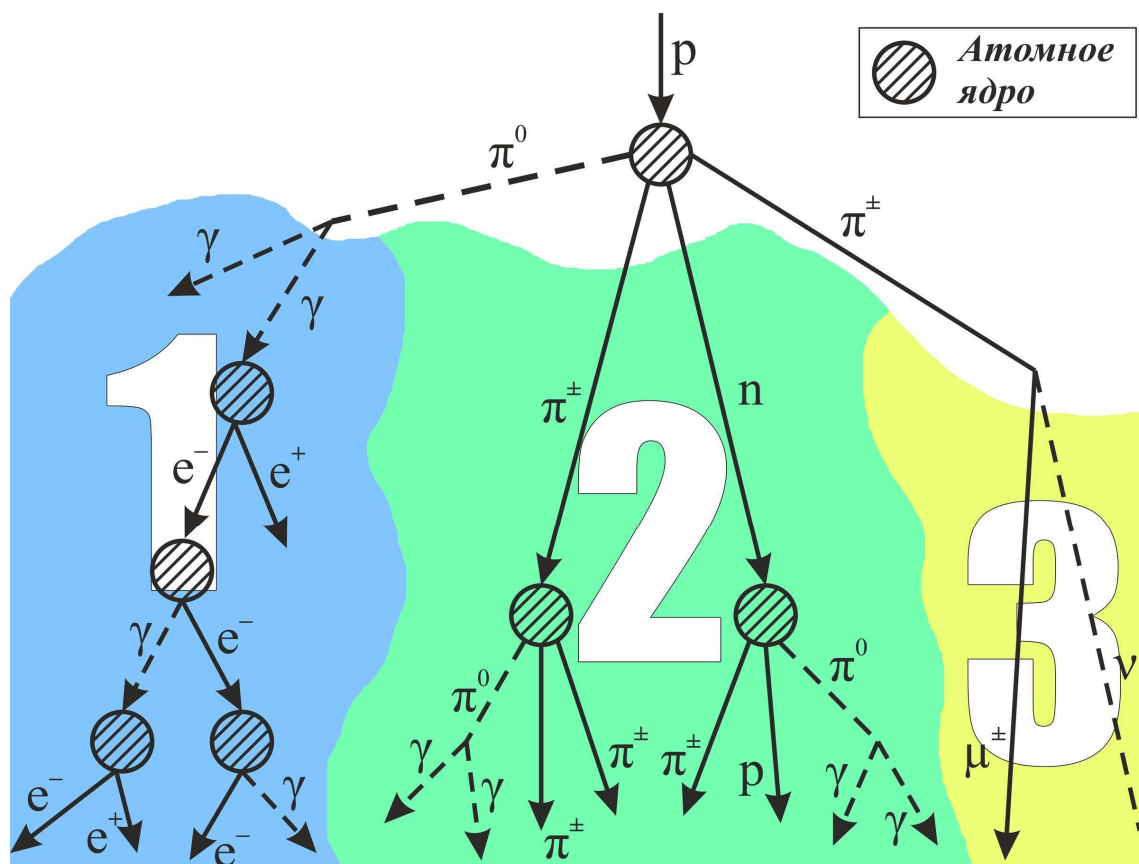


Рис. 1.1. Примерная схема взаимодействия космических лучей с атмосферой Земли. Первичное ядро высокой энергии p (обычно протон) разрушает ядра атмосферного азота или кислорода и порождает каскад вторичных частиц, поток которых условно разделяют на три компонента: электронно-фотонный (1), нуклонный (2) и мю-мезонный (3).

1.2 Измерение низкоэнергичного нейтронного фона. Нейтронный монитор без свинца.

Нейтронный монитор — это прибор для регистрации нейтронов, рожденных в атмосфере Земли при ее взаимодействии с космическими лучами — высокоэнергичными частицами (в основном протонами), испускаемыми галактическими источниками (галактические космические лучи) и Солнцем во время вспышек (солнечные космические лучи). В нашем аппаратном комплексе используются два нейтронных монитора: стандартный нейтронный монитор 18-NM-64 и бессвинцовая секция нейтронного монитора из четырех трубок.

Нейтронный монитор 18-NM-64 был разработан в 1964 году Кармайклом (Carmichael, 1964) и являлся стандартным наземным детектором космических лучей для Международного года спокойного Солнца (1964 – 1965 гг.). Российский аналог был создан Капустиным (Капустин, 1970).

Стандартный нейтронный монитор 18-NM-64 состоит из 18 счётчиков СНМ-15, окружённых свинцом и полиэтиленом (Рис. 1.2). Верхний слой полиэтилена исполняет роль отражателя фоновых нейтронов низких и средних энергий. Свинец служит для размножения нейтронов, чтобы повысить вероятность их регистрации. Полиэтилен, окружающий счётчик, является замедлителем нейтронов — чтобы нейтрон мог быть зарегистрирован счётчиком, необходимо снизить его энергию до тепловой.

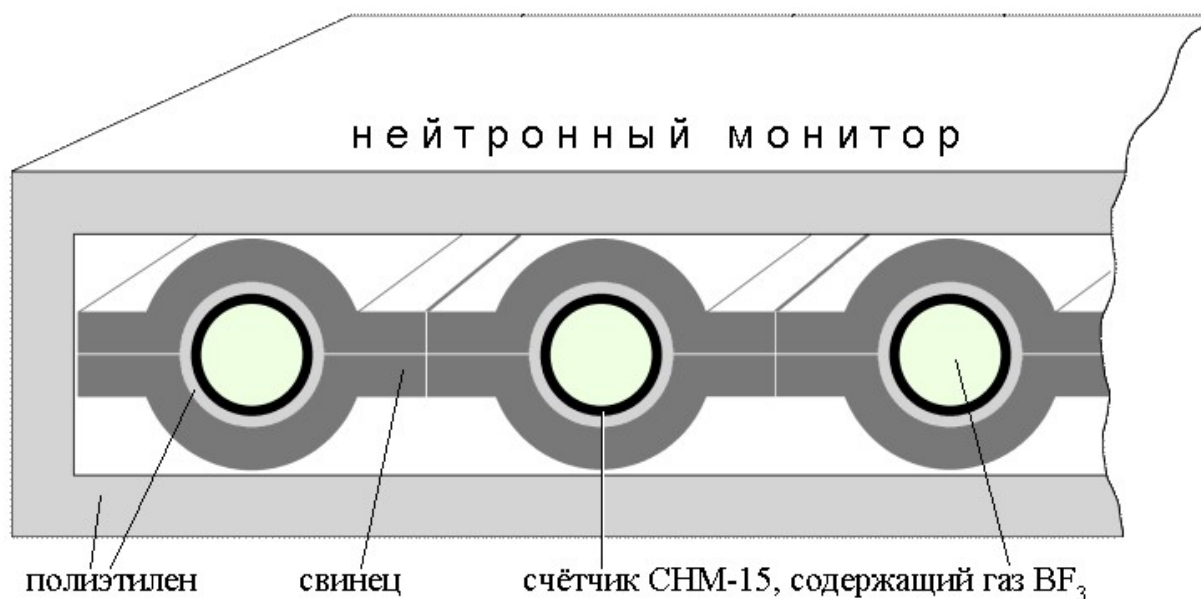


Рис. 1.2. Внутреннее устройство нейтронного монитора NM64.

Счётчик СНМ-15 — это металлический цилиндр диаметром 20 см и длиной 2 м, герметично запаянный и заполненный аргоном при низком давлении. К аргону добавлен трёхфтористый бор, BF_3 , обогащённый изотопом ^{10}B . Именно с этим изотопом происходит взаимодействие свободного нейтрона вторичных космических лучей по схеме:



Продукты этой реакции, разлетаясь, эффективно ионизируют газ (Алания и др., 1975). Центральным электродом в счетчике является металлическая нить. Между нитью и стенками счетчика приложено напряжение порядка 2,5 кВ, соответствующее пропорциональному режиму работы счётчика.

После ионизации газа ядрами, образовавшимися по (1.1) и сбора ионов на электроды счетчика, в цепи счётчика возникают импульсы тока, которые усиливаются усилителем, находящимся в торце каждого счетчика, и передаются в регистрирующую аппаратуру. Счётчики нейтронного монитора работают в пропорциональном режиме. Режим пропорционального усиления в таком счётчике позволяет, в отличие от гейгеровского режима, помимо самого факта прохождения частицы, измерить величину ионизации, оставленной заряженной частицей. Это, в свою очередь, позволяет отсекаать помехи, создаваемые естественным фоном заряженных частиц, поскольку нейтроны, попадающие в счётчик, создают намного более сильную ионизацию, чем случайные заряженные частицы, попадающие извне.

Нейтронные мониторы стандартной конструкции в основном регистрируют нейтроны с энергией от ~50 МэВ и выше (Дорман, 1975). Для регистрации нейтронов более низких энергий, нами была изготовлена бессвинцовая секция нейтронного монитора.

Бессвинцовая секция нейтронного монитора построена на основе газоразрядных счетчиков СНМ-15, обычно применяемых в нейтронных мониторах.

Счетчики (4 шт.) вставлены в полиэтиленовые трубы, играющие роль замедлителя нейтронов. Согласно работам Кармайкла (Carmichael, 1964) оптимальная толщина замедлителя составляет примерно 25 мм. В нашем случае используются трубы толщиной 21 мм, что достаточно близко к оптимуму. При использовании такого типа детекторов для непрерывной регистрации могут возникать трудности, связанные с изменениями нейтронного фона вблизи детектора, вызываемые перемещением окружающих предметов и атмосферными осадками (Дорман, 1975). Однако в нашем случае бессвинцовая секция

находится в специальном помещении рядом со стандартным нейтронным монитором. Доступ в данное помещение ограничен, и подавляющее большинство времени в нём не производится никаких перемещений или перестановок предметов. Рассмотрение же влияния атмосферных эффектов является одной из частей данного исследования.

СХЕМА БЕССВИНЦОВОЙ СЕКЦИИ НЕЙТРОННОГО МОНИТОРА

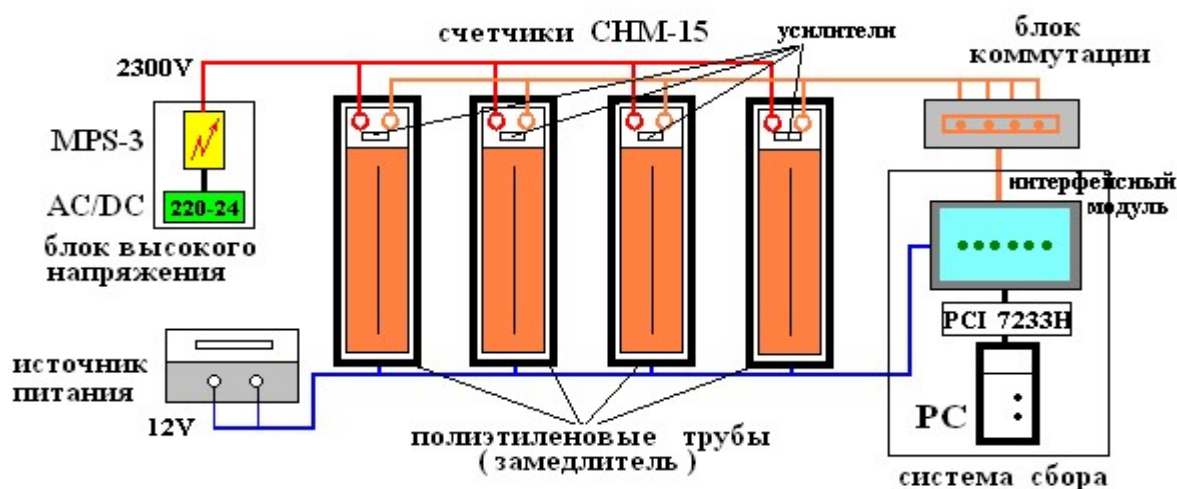


Рис.1.3. Блок-схема бессвинцовой секции нейтронного монитора

Данная секция создавалась для исследования различных вариация вторичного космического излучения, в том числе вариаций, связанных с атмосферными осадками.

Счетчики бессвинцовой секции подобраны таким образом, чтобы иметь одинаковые счетные характеристики, что позволяет подавать на них одинаковое высокое напряжение (около 2300 В) от одного источника напряжения.

Структурная схема изготовленной нами бессвинцовой секции нейтронного монитора представлена на Рис. 1.3. Общий вид бессвинцовой секции представлен на Рис. 1.4.

Бессвинцовая секция нейтронного монитора в Апатитах была введена в работу с октября 2008 года. Непрерывные измерения на ней проводятся с ноября 2008 года.



Рис.1.4. Внешний вид бессвинцовой секции нейтронного монитора.

Усилитель для нейтронного монитора. Для усиления и формирования импульсов, поступающих со счетчиков нейтронного монитора, был разработан новый усилитель-дискриминатор (УД), в функции которого также входит формирование мертвого времени. Усилитель был разработан для модернизации существующих нейтронных мониторов в Апатитах и Баренцбурге. Он полностью электрически совместим с усилителями, используемыми ранее, однако позволяет расширить функциональность нейтронного монитора за счёт строго фиксированного мёртвого времени и точно известного коэффициента усиления.

Необходимость введения фиксированного мертвого времени диктуется тем, что длительность импульса, определяющая время нечувствительности счетчика, сильно варьируется. Поэтому в усилительный тракт введено фиксированное мертвое время, равное 10 мкс (Капустин, 1970), чтобы трубка восстановила свои параметры. Импульс, возникающий на нити пропорционального счетчика СММ-15, имеет амплитуду порядка нескольких милливольт и его необходимо усилить примерно в 500 – 1000 раз, для возможности дальнейшей селекции и регистрации.

Следует особо отметить, несмотря на рекомендации о введении малого мертвого времени в НМ его создателем (Капустин, 1970), большинство современных НМ формирователя мертвого времени не имеют. Конкретный пример: НМ в Баренцбурге, установленный в 2003 г., был изготовлен без формирователя мертвого времени. Новая

система регистрации, разработанная в ПГИ и существенно расширяющая возможности прибора, обнаружила тонкие эффекты на НМ, которые возможно выявить, только имея в НМ надёжную систему мертвого времени.

Усилитель разработан с использованием современной элементной базы и предназначен для замены предыдущего поколения усилителей. Использование современных компонентов и специально разработанной печатной платы позволяет значительно повысить помехозащищённость усилительного тракта нейтронного монитора. Принципиальная схема усилителя представлена на Рис. 1.5.

Усилитель имеет три каскада усиления, основанные на операционных усилителях AD825 (U1 – U3). Это недорогой, универсальный, высокоскоростной усилитель, хорошо сохраняющий свои характеристики при различных условиях нагрузки и изменениях температуры. Все три каскада УД имеют коэффициент усиления $K_u = 13$. Между вторым и третьим каскадами установлен делитель (R12, R13), который позволяет регулировать суммарный коэффициент усиления.

Сигнал после усиления подаётся на компаратор LM211 (U4), который служит для формирования фронтов сигнала и отсека паразитных сигналов с малыми амплитудами (ниже заранее оговоренного порога). Также, сигнал после усилителя подаётся на специальный выход усилителя (ТВ-выход), используемый для калибровки монитора и снятия амплитудных спектров счётчиков нейтронного монитора при необходимости.

После компаратора сигнал поступает на формирователь мёртвого времени (U5), который обеспечивает перекрытие тракта прохождения импульсов через УД на 10 мкс и состоит из одновибратора, изготовленного на микросхеме CD4001 / K561ЛЕ5.

С выхода формирователя сигнал подаётся на транзистор КТ3102А (VT1), который усиливает сигнал перед подачей его в систему сбора.

Каждый изготовленный усилитель перед установкой индивидуально проверяется и калибруется для обеспечения точного порога срабатывания компаратора и одинаковой длительности генерируемых формирователем мёртвого времени импульсов для всех усилителей в системе. Коэффициент усиления может устанавливаться индивидуально для каждого счётчика для компенсации разброса в счётных характеристиках детекторов.

Кроме того, была разработана специальная методика подключения и настройки, повышающая стабильность и помехоустойчивость системы «трубка + усилитель».

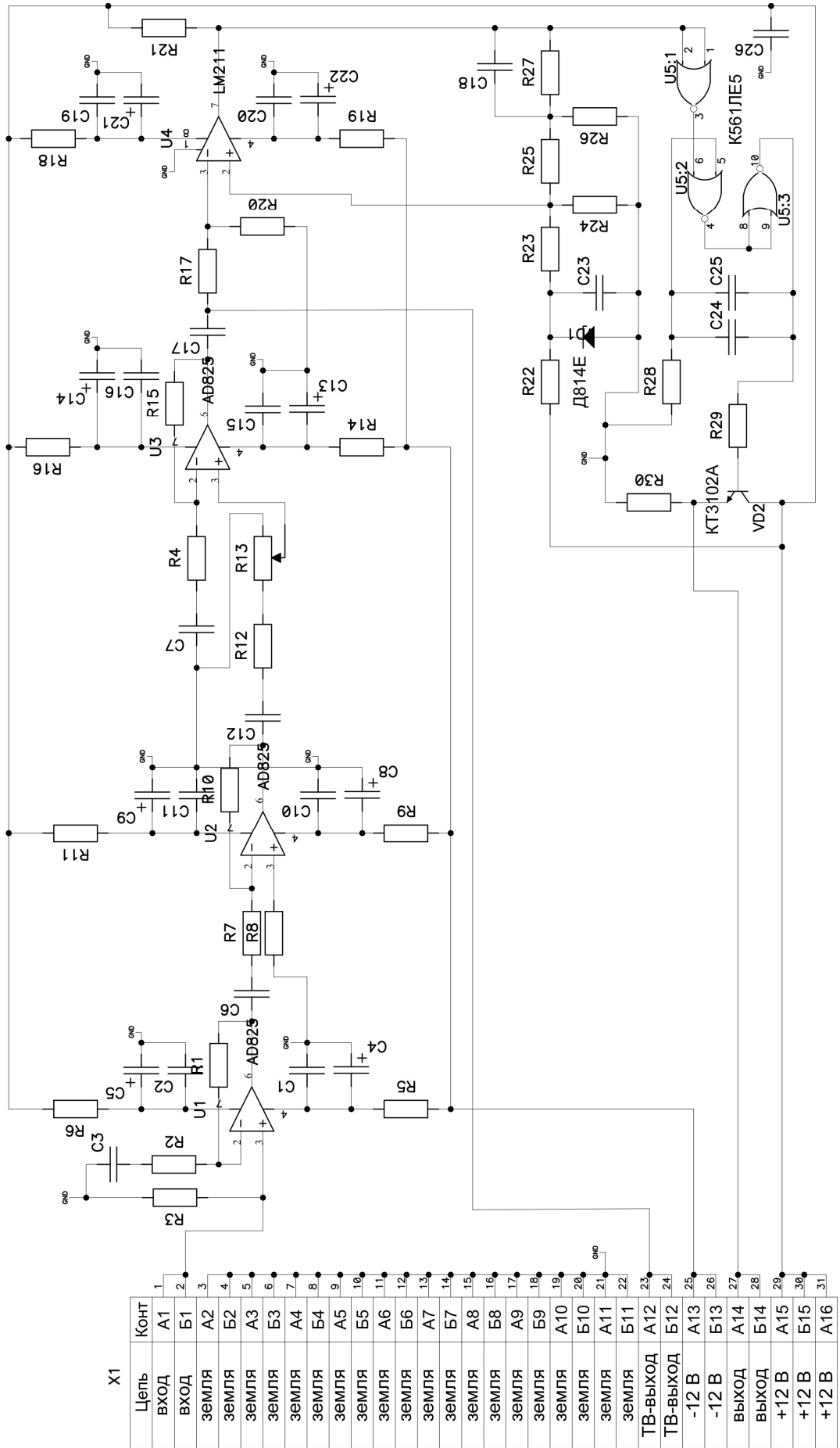


Рис. 1.5. Принципиальная схема усилителя для нейтронного монитора.

Калибровка счётчиков и усилителей. В амплитудном спектре импульсов правильно работающего счётчика присутствует явный провал между импульсами, произведёнными нейтронами («рабочими») и импульсами от заряженной компоненты («шумовыми»). Данный промежуток хорошо виден на рисунке 1.6 а. Ширина этого провала зависит от индивидуальных характеристик счётчика и приложенного к нему высокого напряжения. Выходные каскады усилителей, используемые на нейтронных мониторах, имеют некий порог срабатывания (обычно устанавливаемый в 1 В) служащий для отсека импульсов малой амплитуды. Следовательно, суть калибровки счётчиков заключается в настройке системы «трубка + усилитель» так, чтобы этот порог располагался в области между «рабочими» и «шумовыми» импульсами.

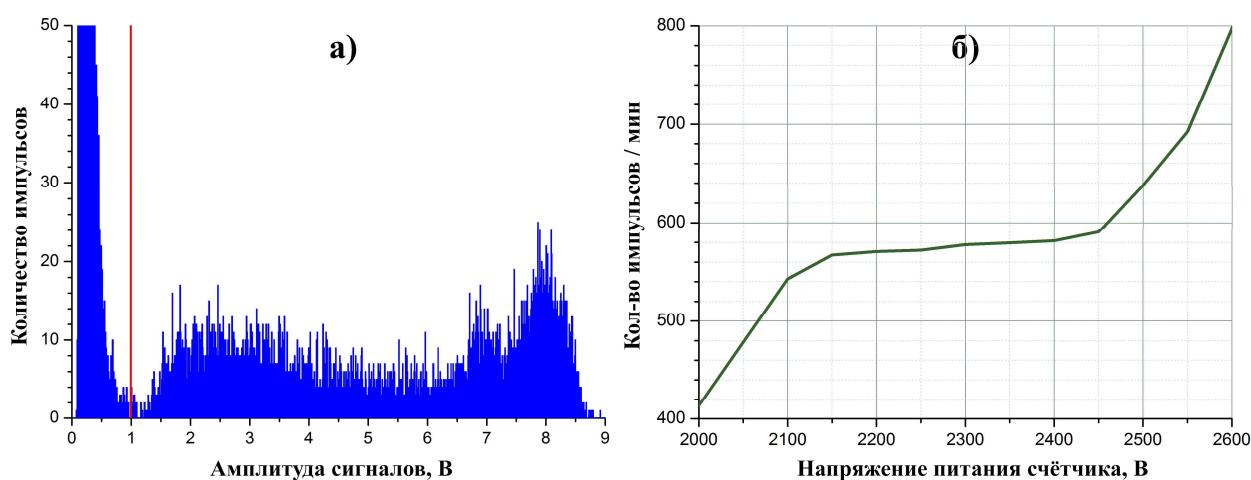


Рис 1.6. Пример калибровки одного из счётчиков нейтронного монитора. а) Амплитудная спектральная характеристика; б) Счётная характеристика.

Ранее для калибровки счётчиков применялся метод, заключающийся в измерении зависимости темпа счета от напряжения, приложенного к счётчику: зависимость «напряжение-счет». С увеличением высокого напряжения растет и счет трубки, затем счет становится постоянным (так называемое «плато» счётчика на рис. 1.6 б). «Плато» означает, что все ионы в газоразрядной трубке достигают электродов. При еще большем напряжении начинается ударная ионизация в газе. В целом, этот метод позволял добиваться хорошего качества данных, поступающих со счётчика, однако снятие полной счётной характеристики всего НМ требовало значительного времени (несколько часов).

Следует также иметь в виду, что любой усилитель в НМ имеет порог: на выход усилителя поступают импульсы только больше заданного значения (обычно 1 В). Когда измеряют характеристику «счет-напряжение» (рис. 1.6 б), подразумевается, что усилитель имеет «правильный» для данной трубки коэффициент усиления: он усиливает полезные импульсы от продуктов реакции (1.1), а импульсы от случайных заряженных частиц не

превышают заданного порога и на выход усилителя не попадают. Однако, этот «правильный» коэффициент усиления заранее неизвестен, его значение индивидуально для каждой трубки. Может оказаться, что коэффициент усиления слишком велик и порог регистрации в 1 В не обрезает импульсы от одиночных заряженных частиц. Собственно, на характеристике «счет-напряжение» это скажется мало. Но при изменении условий работы прибора (вариации температуры, питающего напряжения, параметров усилителя, в том числе порогового напряжения) будет меняться абсолютный счет, т.е. будут иметь место вариации на НМ аппаратурной природы. Чтобы устранить такие аппаратурные вариации, необходимо установить такой коэффициент усиления, чтобы импульсы от заряженных частиц были гарантированно ниже порога регистрации, а импульсы от продуктов реакции с нейтроном — выше. При правильно подобранном коэффициенте усиления между этими двумя видами импульсов имеется провал (рис. 1.6 а). Если порог усилителя установить на середину провала, то стабильность работы трубок НМ существенно возрастет. Обычно же в НМ все усилители имеют одинаковый коэффициент усиления без учета особенностей трубок.

Разработанный нами метод именно это и осуществляет: индивидуальный подбор оптимального коэффициент усиления для каждого счётчика нейтронного монитора. Он позволяет быстро производить настройку системы и получать качественные данные со счётчиков, минимизируя влияние внешних факторов на работающую аппаратуру. Этот метод заключается в использовании амплитудного анализатора для оценки амплитудного спектра импульсов, поступающих со счётчиков. Затем по этим спектрам подбирается такой коэффициент усиления для каждого счётчика, чтобы провал между «шумовыми» и «рабочими» импульсами в его спектре приходился на установленный дискриминатором порог срабатывания. Высокое напряжение при этом может оставаться одинаковым для всех счётчиков нейтронного монитора.

На рисунке 1.7 представлен пример калибровки счётчика. Как видно, изменение коэффициента усиления позволяет точно настроить порог срабатывания усилителя таким образом, чтобы пропускались только «рабочие» импульсы даже в случае, если провал между «рабочими» и «шумовыми» импульсами при данном значении высокого напряжения невелик. Однако в большинстве случаев нет необходимости в очень точной настройке, поскольку провал обычно достаточно велик, чтобы можно было выставлять коэффициент усиления в широком диапазоне.

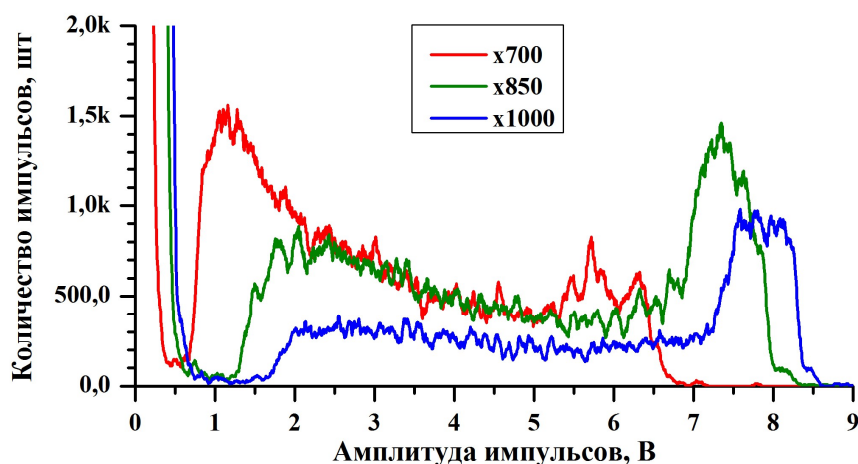


Рис 1.7. Спектральные характеристики одного и того же счётчика при различных коэффициентах усиления. Поскольку порог пропускания усилителей-дискриминаторов установлен в 1 В, то, при коэффициенте усиления более 850, но менее 1000, система будет гарантированно регистрировать только «рабочие» импульсы.

Проблемы данного метода могут возникнуть только в случае, если в одном мониторе имеются счётчики с очень разными значениями рабочего напряжения. В таком случае, при невозможности замены счётчиков на близкие по характеристикам, придётся разделять счётчики в группы с близкими значениями рабочего высокого напряжения и подавать различное напряжение на эти группы. Но даже в таком случае не требуется точно выставлять высокое напряжение для каждого конкретного счётчика. Кроме того, данный метод позволяет значительно ускорить процесс калибровки монитора. Даже при наличии всего одного амплитудного спектроанализатора, калибровка одного счётчика занимает около 5 – 15 минут, в зависимости от количества итераций регулировки коэффициента усиления.

1.3 Измерение гамма-излучения. Сцинтилляционный гамма-спектрометр

Сцинтилляционный спектрометр предназначен для регистрации гамма-излучения. Основными элементами простейшего однокристалльного сцинтилляционного спектрометра являются: сцинтиллятор, фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), спектрометрический усилитель и пороговые дискриминаторы.

Применяемый в нашей работе, сцинтилляционный детектор состоит из кристалла иодида натрия, активированного таллием ($NaI(Tl)$), фотоэлектронного умножителя и усилителя импульсов. Сцинтилляционный детектор регистрирует помимо гамма-квантов заряженные частицы, проникающие через тонкий (~1 мм) алюминиевый экран кристалла. Амплитуда световой вспышки в кристалле детектора линейно зависит от энергии частицы в диапазоне измерений; амплитуда импульса на выходе ФЭУ также пропорциональна

световой вспышке и, следовательно, энергии, оставленной частицей в кристалле (Лазутин, 1979). Это свойство сцинтилляторов позволяет использовать их в детекторах заряженных частиц и гамма-квантов. Анализ амплитуд импульсов на выходе ФЭУ и вместе с ним анализ энергии регистрируемых частиц и гамма-квантов осуществляется амплитудными анализаторами.

Важнейшими достоинствами сцинтилляционных кристаллов данного типа являются:

- хорошее перекрытие спектра излучателя со спектральной характеристикой фотоумножителей;
- большой световой выход и его практически линейная зависимость от энергии регистрируемых частиц, обеспечивающая удовлетворительную пропорциональность между измеряемой энергией частицы и амплитудой сцинтилляции;
- прозрачность для собственного излучения;
- короткие времена высвечивания (время, в течение которого поглощённая в сцинтилляторе энергия конвертируется в свет), около 0,25 мкс;
- возможность получения в виде больших прозрачных монокристаллов;

К числу недостатков сцинтилляционного метода следует отнести сравнительно низкую разрешающую способность по энергии (лучшие экземпляры имеют разрешающую способность около 10 – 12 %) и сложность анализа спектров, полученных на сцинтилляционном спектрометре. Даже в простейшем случае, когда какой-либо эталонный нуклид излучает гамма-кванты одной энергии, спектр имеет довольно сложный вид (Вяземский и др., 1961). Однако для решения многих научных и прикладных задач указанные недостатки не являются существенными.

В нашей работе, как упоминалось ранее, используются сцинтилляторы на кристаллах NaI(Tl) . Используемые сцинтилляторы различаются геометрическими размерами кристаллов. В основном были использованы малые детекторы, изготовленные ранее в ПГИ, с кристаллами толщиной 20 мм, диаметром 60 мм и фотоумножителями типа ФЭУ-82А. Данный тип детекторов позволяет с достаточной эффективностью регистрировать гамма-кванты с энергиями от 20 кэВ до 400 кэВ. Также в работе был использован один большой детектор типа БДЭГ2-39 на основе кристалла толщиной 10 см, диаметром 15 см и фотоумножителем типа ФЭУ-125. Такой детектор позволяет эффективно регистрировать гамма-кванты с энергиями от 200 кэВ до 4 МэВ и более. Таким образом, применяя сразу два типа детекторов, мы можем регистрировать изменения в спектре гамма-излучения в широком диапазоне, при этом сохраняя точность измерений спектра в низких энергиях.

Выбор типа ФЭУ обусловлен соответствием спектра высвечивания кристалла со светочувствительностью используемого фотоприёмника и соответствием геометрических размеров используемых кристаллов с размерами окна фотоприёмника. Максимум спектра высвечивания NaI(Tl) находится в районе 410 нм (Вяземский и др., 1961), в то время как максимум спектральной чувствительности ФЭУ-82А лежит в области 380 – 480 нм, а ФЭУ-125 в области 370 – 500 нм (Кацнельсон и др., 1985). Таким образом, спектр высвечивания сцинтилляционного кристалла оптимально согласован со светочувствительностью используемых фотоприёмников.

Влияние температуры окружающей среды является основной причиной нестабильности работы детектора. По усредненным данным, коэффициент усиления ФЭУ падает на 20 % при изменении температуры от $+20^{\circ}\text{C}$ до -20°C . В отдельных образцах это падение может быть еще более значительным, поэтому отбор ФЭУ по температурным параметрам является необходимой процедурой при подготовке детекторов. При изменении температуры возможны также существенные вариации параметров электронных схем, поэтому при разработке детектора уделяется большое внимание температурной стабилизации усилителей, схем питания и дискриминаторов. В нашем случае мы используем термостабильные электронные компоненты и внешнюю термостабилизацию самих детекторов.

Питание ФЭУ и усилителя для него производится при помощи специальной схемы преобразователя напряжения с широтно-импульсной модуляцией. Номинальное рабочее напряжение питания данных типов ФЭУ составляет 1200 – 1500 В, в зависимости от экземпляра. Темновой ток в данном диапазоне напряжений питания для ФЭУ-82А составляет $8 \cdot 10^{-8}$ А, а для ФЭУ-125 — $5 \cdot 10^{-8}$ А (Кацнельсон и др., 1985).

Для выработки высокого напряжения для питания ФЭУ-82А в малых детекторах используется встроенный умножитель напряжения, обеспечивающий, при помощи обратной связи с преобразователем, высокую стабильность питающего высокого напряжения ФЭУ. Это крайне важно, поскольку отклонение напряжения питания ФЭУ на 1 % приводит к отклонениям в счёте до 10 %. Для выработки высокого напряжения для большого детектора используется готовый внешний блок высокого напряжения (в нашем случае Spellman MPS-3 или Spellman MPS-5), поскольку установка внутренних блоков для выработки высокого напряжения не предусмотрена изначальной конструкцией прибора.

Принципиальная схема стандартного усилителя импульсов для сцинтилляционного детектора приведена на Рис 1.8. Усилители такого типа применяются на всех имеющихся у нас малых сцинтилляционных детекторах. Усилитель собран на основе операционного усилителя К574УД1 либо AD825, в зависимости от версии спектрометра. Параметры

входной цепи усилителя были подобраны таким образом, чтобы, для малого детектора, на каждые 100 кэВ энерговыхода сцинтиллятора приходился по 1 В на входе усилителя. Для большого детектора параметры усилителя и инвертора подобраны из соотношения 1 В на выходе усилителя на каждые 2000 кэВ энерговыхода сцинтиллятора.

Принципиальная схема усилителя для большого спектрометра представлена на Рис. 1.9. Данная схема включает, помимо самого усилителя, инвертор, формирующий на выходе положительный сигнал с амплитудой не более 5 вольт. Это сделано с расчётом на прямое подключение к выходу усилителя (OUT-2) 4096-канального амплитудного анализатора. Ограничение амплитуды выходного сигнала обеспечивается ограничением питания самого инвертора и, соответственно, тщательным подбором параметров пары стабилитронов D1 и D2

Внешний вид, используемых в нашей работе сцинтилляционных детекторов, показан на Рис. 1.10.

Внутри корпуса малого детектора вокруг ФЭУ смонтированы усилитель, множитель и преобразователи напряжения, а также установлен сам кристалл сцинтиллятора. Корпус детектора выполнен из алюминия и герметично закрыт. Общая принципиальная схема внутреннего устройства малого детектора приведена на Рис. 1.11.

Внутри корпуса большого детектора, вместе с ФЭУ и сцинтилляционным кристаллом, находятся усилитель и инвертор. Высокое напряжение поступает на детектор от отдельного внешнего источника высокого напряжения.

На спектральное разрешение прибора основное влияние оказывает неоднородность эксплуатационной чувствительности фотокатода ФЭУ, понижение чувствительности на краях фотокатода. Также следует учитывать разброс параметров самого кристалла, зависящих от его возраста и качества изготовления.

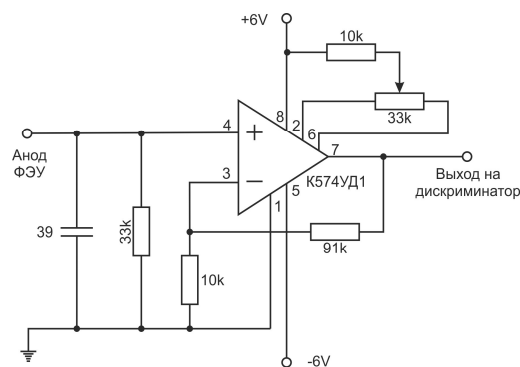


Рис.1.8. Усилитель для малого сцинтилляционного спектрометра.

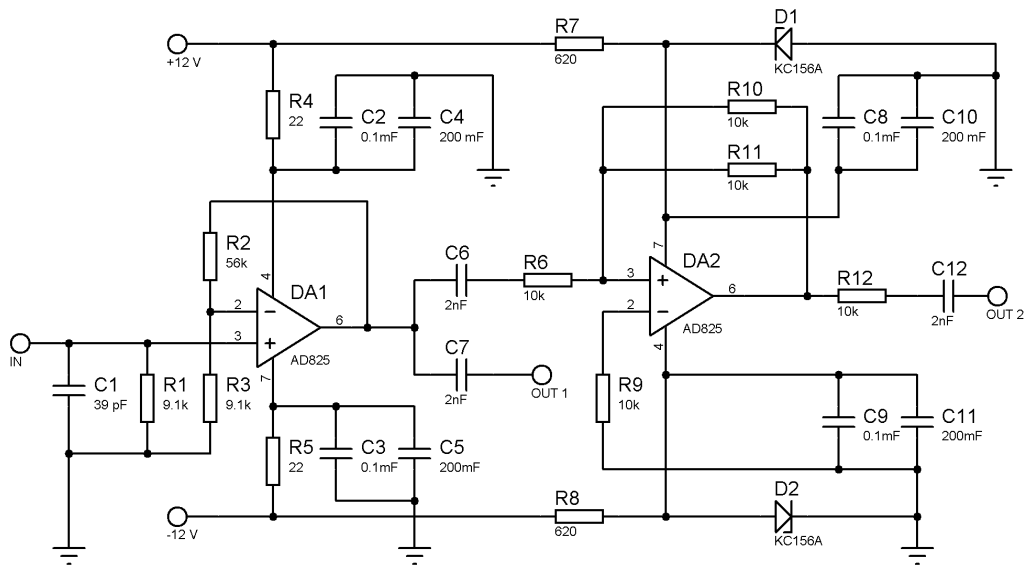


Рис.1.9. Усилитель для большого сцинтилляционного спектрометра.



Рис.1.10. Внешний вид малого (а) и большого (б) спектрометров без сопоставления масштабов.

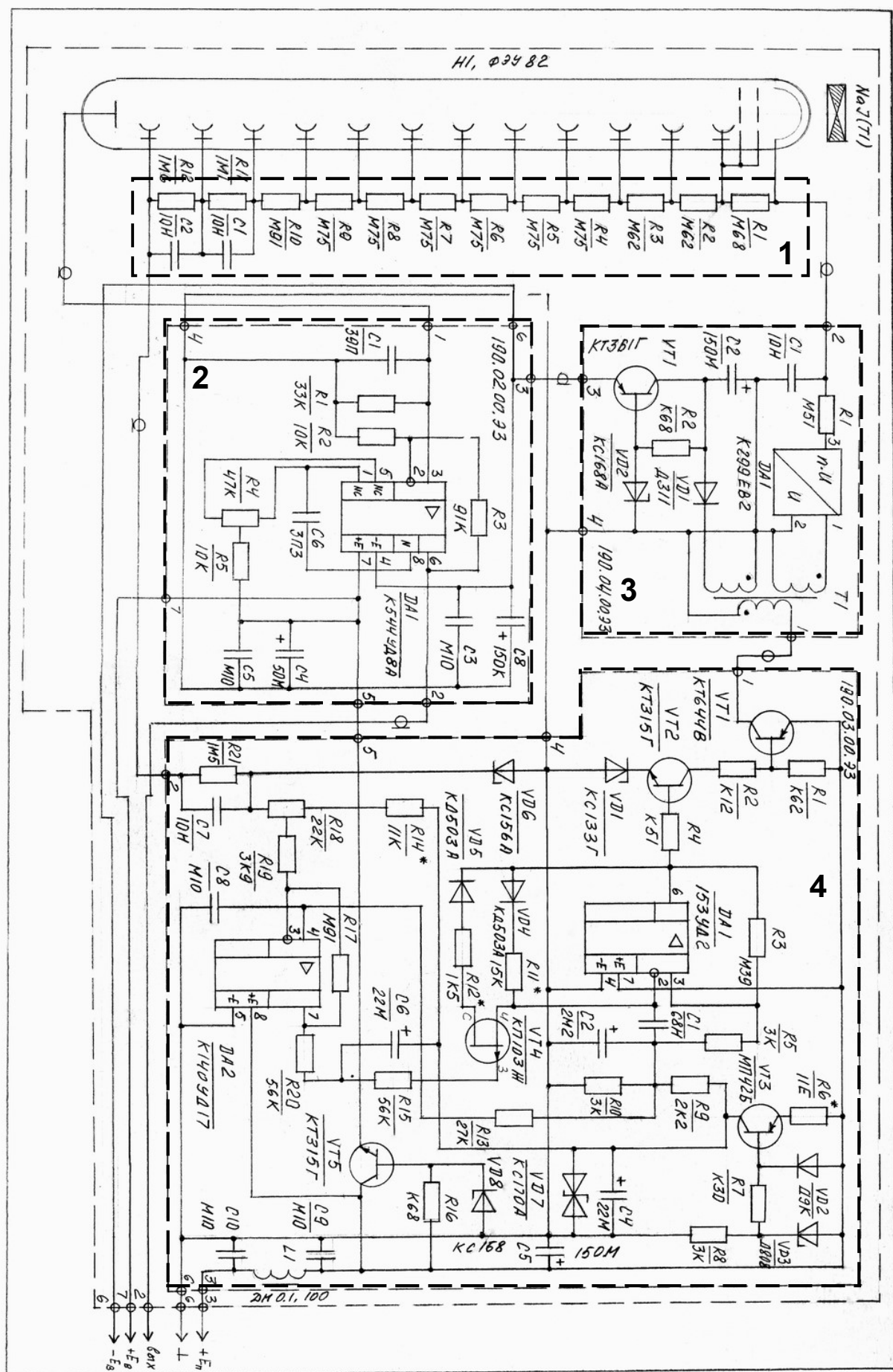


Рис.1.11. Общая принципиальная схема детектора. 1 – делитель высокого напряжения, 2 – усилитель, 3 – умножитель напряжения, 4 – преобразователь напряжения.

Сигнал с выхода усилителя поступает на амплитудные дискриминаторы. Дискриминаторы для малого детектора имеют пороговые значения, эквивалентные энергии регистрируемых фотонов > 20 кэВ и > 100 кэВ. Дискриминаторы для большого детектора имеют пороговые значения, эквивалентные энергии регистрируемых фотонов > 200 кэВ и > 1000 кэВ. Принципиальная схема блока дискриминаторов приведена на Рис. 1.12. Вначале сигнал с выхода усилителя ФЭУ поступает на компараторы DA1 и DA2. Каждый из этих компараторов имеет свой порог срабатывания, установленный путём калибровки установки при помощи эталонных источников гамма-излучения. После компаратора сигнал поступает на формирователи DD1.1 – DD1.4, которые служат для расширения длительности импульсов до 10 микросекунд. Данная длительность была выбрана из условия уверенного приёма сигнала системой регистрации с учётом потерь в длинной линии передачи сигнала. Транзисторы VT1 и VT2 (КТ3102А) на выходе служат для усиления мощности сигнала перед подачей его в систему регистрации.

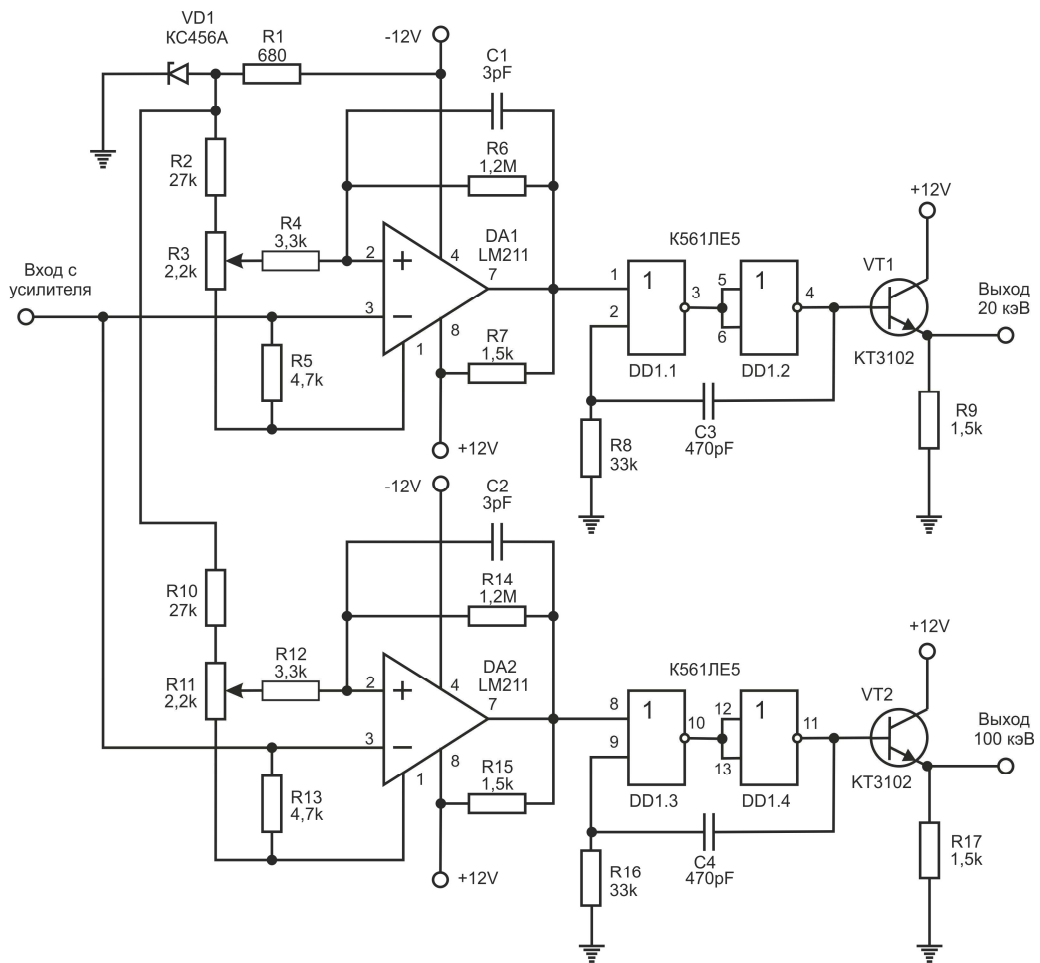


Рис. 1.12. Принципиальная схема блока дискриминаторов.

Непрерывная регистрация данных сцинтилляционного детектора по нескольким интегральным каналам позволяет получать оценку вариаций интенсивности и энергии рентгеновского излучения в приземном слое.

Второй метод работы со спектрометром — это использование 4096-канального амплитудного анализатора, с помощью которого можно получать подробные энергетические спектры регистрируемого излучения. Блок-схема установки приведена на рисунке 1.13.

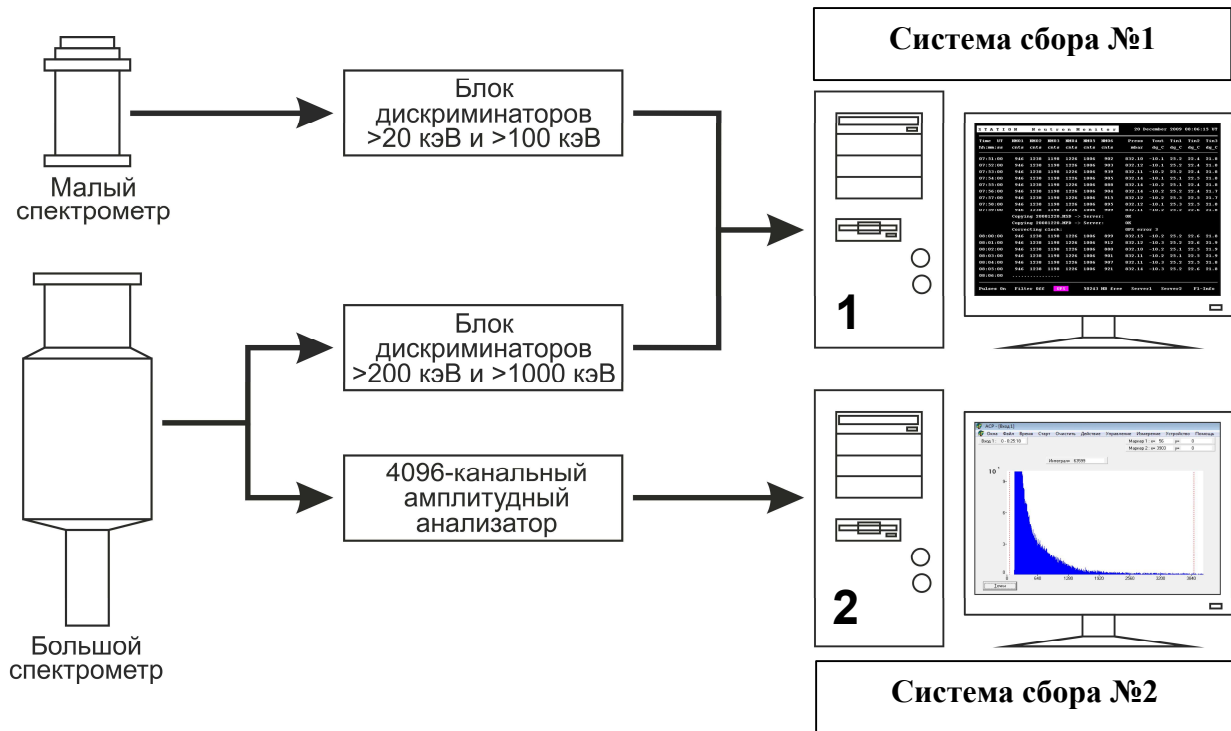


Рис. 1.13. Блок-схема подключения сцинтилляционного гамма-спектрометра. Система сбора №1 отвечает за сбор данных из интегральных каналов. Система сбора №2 отвечает за сбор данных спектроанализатора.

Амплитудный анализатор в нашей системе настроен таким образом, что позволяет регистрировать спектры излучения в диапазоне от 20 кэВ до 400 кэВ при использовании совместно с малым спектрометром и от 200 кэВ до 4 МэВ при использовании совместно с большим спектрометром. Полученные спектры хорошо согласуются друг с другом, после учёта геометрических факторов, эффективности работы усилительного тракта и эффективности регистрации частиц конкретным типом спектрометра (подробнее расчёт эффективности регистрации будет описан в разделе 1.8). На рисунке 1.14 показаны спектры большого и малого спектрометров, после учёта всех этих факторов.

Также, разработанное нами программное обеспечение, позволяет, при использовании амплитудного спектроанализатора, одновременно со спектрами излучения получать интегральный счёт детектора с разрешением в 1 минуту по нескольким заданным

порогам дискриминации (в пределах разрешения анализатора) без использования отдельных пороговых дискриминаторов.

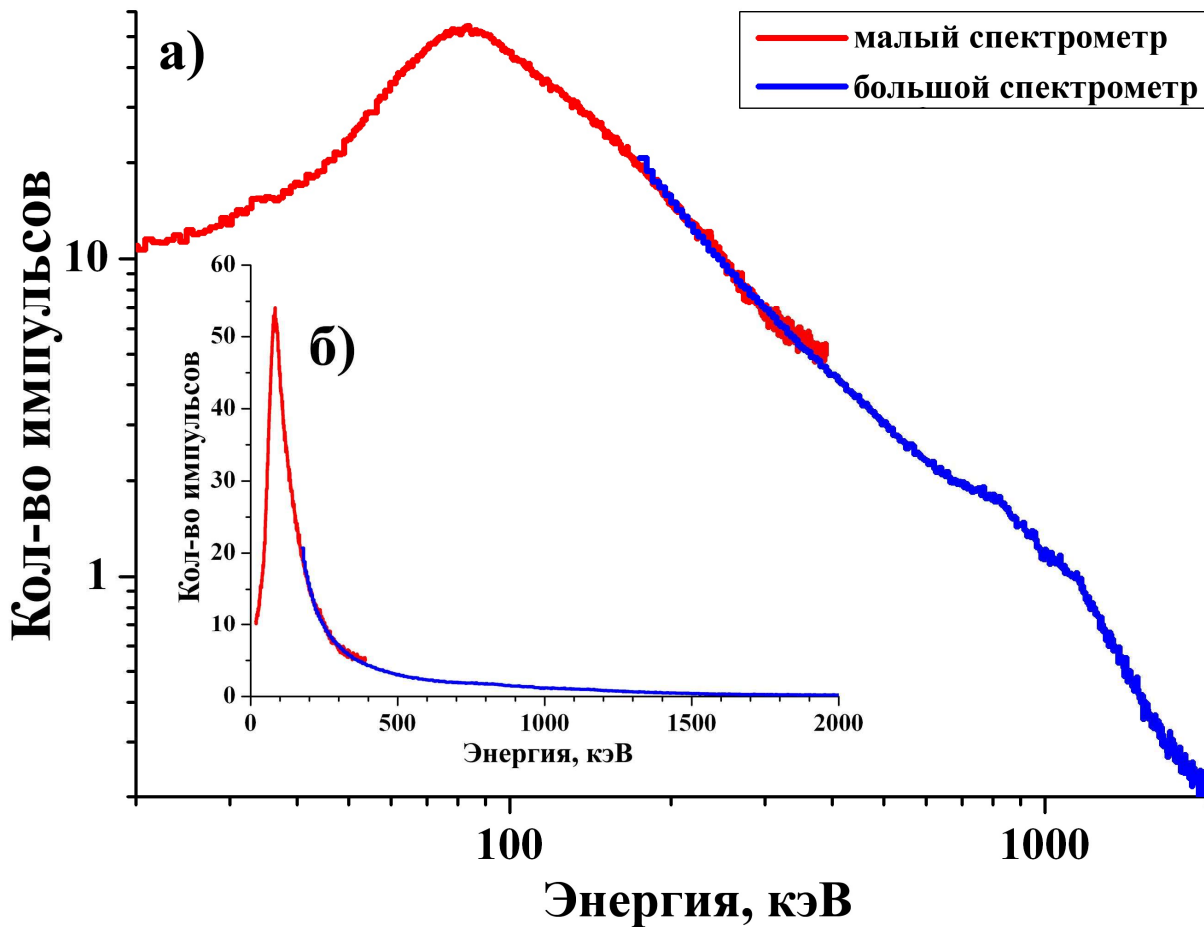


Рис. 1.14. Соотношение спектров большого и малого спектрометров после учёта их характеристик. Основной рисунок (а) представлен в логарифмическом масштабе. Для сравнения на врезке (б) представлены спектры в линейном масштабе.

Мобильный спектрометр. В ходе работы была выполнена модернизация некоторых из имеющихся сцинтилляционных детекторов в целях создания на их базе мобильного измерительного устройства. Мобильный детектор разработан для использования в качестве независимого устройства регистрации. Система сбора данных в данном варианте основана на микроконтроллере и позволяет отказаться от компьютера в качестве регистрирующего устройства. Внешний вид готовой мобильной системы показан на рисунке 1.15.

В качестве детектора для мобильного спектрометра используется «малый» спектрометр, описанный в главе 1.3 с усилителем, аналогичным показанному на рисунке 1.6, и блоком дискриминаторов, аналогичным показанному на рисунке 1.10. Особенностью мобильного спектрометра является то, что блок дискриминаторов был расширен до четырёх каналов с пороговыми уровнями 20 кэВ, 60 кэВ, 100 кэВ и 200 кэВ. При этом данный блок может быть помещён внутрь корпуса спектрометра и интегрирован в его

электронную схему, либо совмещён с регистрирующим устройством. Кроме того, мобильный спектрометр обладает автономной системой записи и хранения данных (без подключения к ПК).

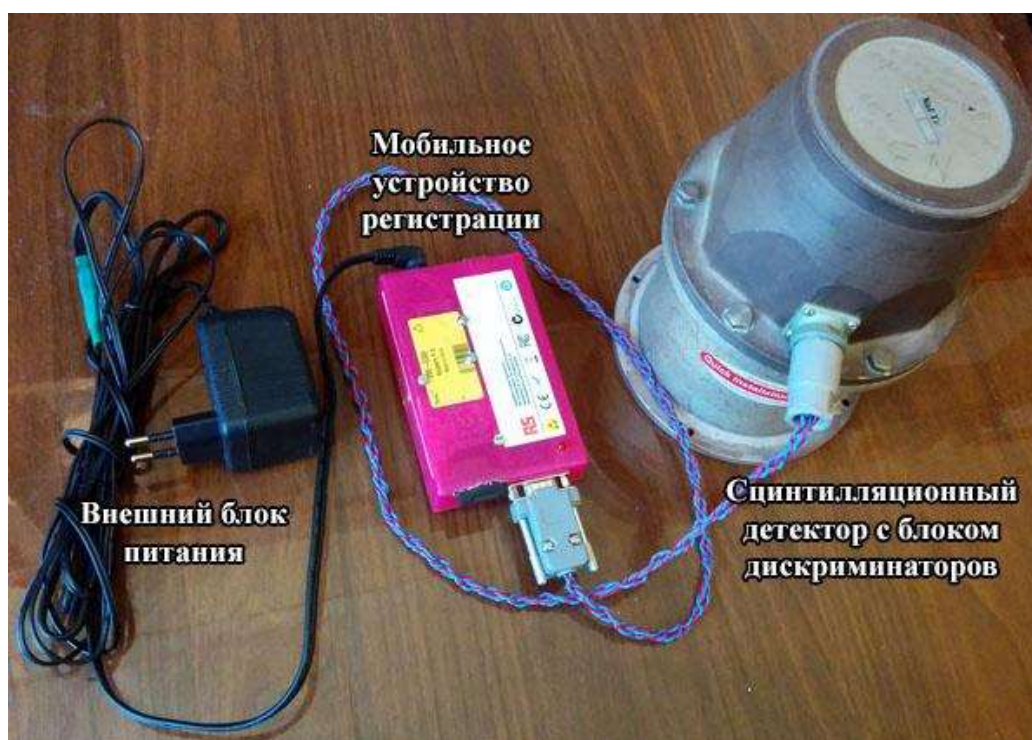


Рис. 1.15. Внешний вид мобильного спектрометра.

В качестве устройства регистрации импульсов используется микроконтроллер ATmega 2560 (в составе платформы Arduino Mega 2560 или её аналогов) дополнительно оборудованный модулем для подключения карт памяти (SD или microSD) и модулем часов реального времени (DS3231) либо блоком GPS. Также часть устройств была оснащена датчиком давления и температуры (BMP180/BMP280) Блок-схема подключения модулей к микроконтроллеру приведена на рисунке 1.16.

Прошивка микроконтроллера написана автором на языке C++ с использованием ряда стандартных библиотек, часть из которых была модифицирована для получения необходимой функциональности.

Данное устройство рассчитано на подключение до четырёх каналов данных с TTL уровнями и может использоваться не только для подключения спектрометров, но и любых других детекторов, выдающих данные в виде импульсов с подходящими логическими уровнями. Устройство записывает только количество импульсов, поступивших от детектора за установленный промежуток времени. К сожалению, быстродействие АЦП в используемых нами микроконтроллерах не позволяет в полной мере реализовать

регистрацию спектров излучения, а использование внешнего АЦП было признано нецелесообразным.

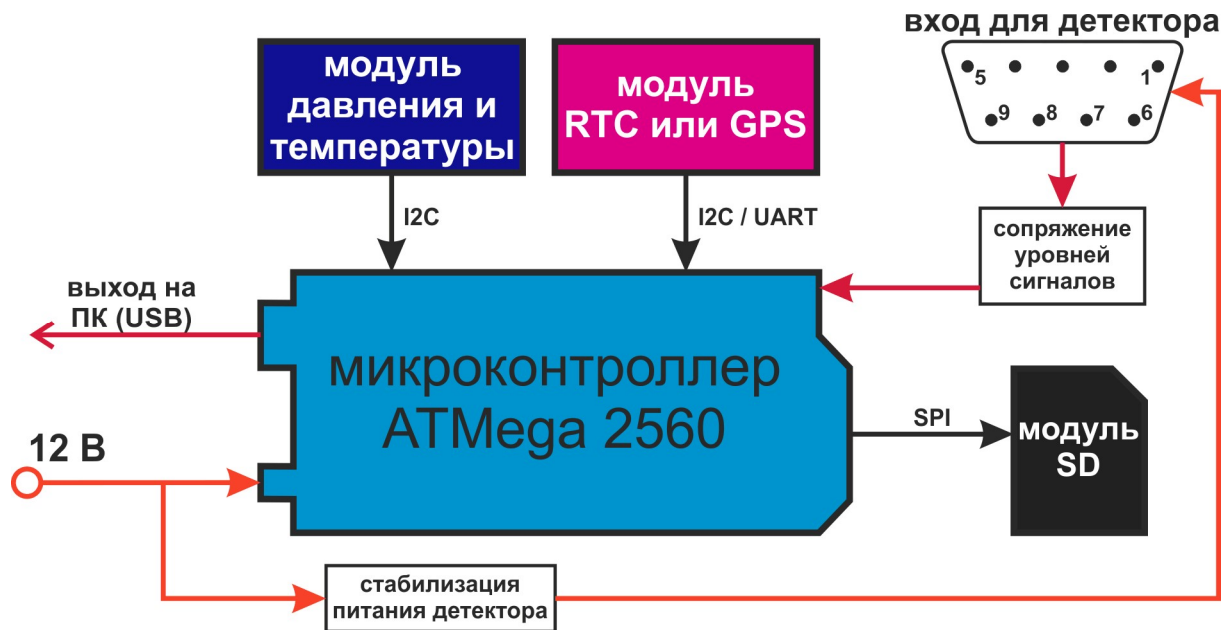


Рис. 1.16. Блок-схема модулей мобильного спектрометра мобильного спектрометра.

Данные сохраняются устройством на флеш-карту формата SD или microSD (в зависимости от версии устройства). В нормальном режиме работы, данные сохраняются с периодичностью раз в минуту, однако, при необходимости, можно изменить частоту записи. В моменты сохранения данных на устройстве загорается специальный индикатор. Автором была реализована возможность безопасно извлекать или заменять карту памяти в промежутках между записью данных без нарушения целостности данных и работоспособности устройства. При извлечении карты непосредственно в момент записи возможно повреждение данных на карте. При попытке сохранения данных при отсутствующей карте, данные за текущий интервал времени будут потеряны, однако работа устройства в целом не нарушится.

Для поддержания точного времени на устройстве используется специальный модуль часов реального времени RTC либо GPS модуль. В качестве модуля RTC выступает готовый модуль на основе микросхемы часов реального времени DS3231SN. Данный модуль отличается крайне низким энергопотреблением, наличием батареи для поддержания хода часов при отключении основного питания и возможностью работы с микроконтроллером по универсальному протоколу I2C. Измеренная ошибка в точности хода данного модуля составляет до 1 секунды в неделю, что вполне достаточно для наших целей. Синхронизация точного времени должна происходить перед началом работы с мобильным спектрометром при помощи ПК и специальной программы. Также коррекция

времени может производиться в любой момент во время работы устройства без остановки сбора данных.

В качестве модуля GPS может выступать любой модуль умеющий выдавать данные в формате строки NMEA и работающий по интерфейсу UART. Использование модуля GPS предпочтительнее перед RTC и позволяет получать большую стабильность хода часов в системе регистрации, однако при установке устройства на регистрацию не всегда удаётся обеспечить хороший приём сигнала GPS.

Питание устройства обеспечивается либо внешним блоком питания (12 В, 500 мА), либо блоком батарей. Устройство потребляет порядка 3 – 3,5 Вт. При этом большая часть потребления приходится на сам сцинтилляционный детектор.

Калибровка сцинтилляционных детекторов. Все используемые нами детекторы были откалиброваны при помощи эталонных источников гамма-излучения. Для малых спектрометров использовался источник ^{241}Am , имеющего слабую линию излучения на 27 кэВ и основную линию на 60 кэВ. Для калибровки большого спектрометра применялись источники ^{137}Cs , имеющий основную линию 662 кэВ и ^{60}Co , имеющий две линии на 1173 кэВ и 1333 кэВ с примерно одинаковой интенсивностью. Разрешение гамма-спектрометра определяется как отношение полуширины пика полного поглощения ΔE к энергии регистрируемого гамма-излучения E . Из полученных спектров, определены энергетические разрешения детекторов. Для энергии 60 кэВ энергетическое разрешение малых спектрометров составляет около 20 %. Для большого спектрометра энергетическое разрешение 20 % приходится примерно на энергию 500 кэВ

По данным полученного калибровочного спектра точно выставлены пороги срабатывания для всех дискриминаторов в интегральных каналах регистрации и получены коэффициенты пересчёта для преобразования данных 4096-канального спектроанализатора. По полученной зависимости энергии зарегистрированной детектором частицы от сработавшего канала амплитудного спектроанализатора было установлено, что зависимость амплитуды импульса от энергии зарегистрированной частицы имеет несколько нелинейную форму, постепенно сжимаясь в высоких энергиях, что особенно заметно для большого детектора, имеющего расширенный энергетический диапазон регистрации. Таким образом, для получения точных измерений спектра, необходимо учитывать данную нелинейность характеристик кристаллов в высоких энергиях.

На рисунке 1.17 представлен пример калибровки трёх различных «малых» детекторов калибровочным источником ^{241}Am с равным временем экспозиции. Как видно из рисунка спектры имеют одинаковую форму, но разнятся по амплитуде и положению

калибровочных пиков. Данный пример калибровки говорит нам о том, что спектрометр N1 имеет меньшую, по сравнению с остальными, чувствительность. Это вызвано, по всей видимости, худшими свойствами самой связки сцинтилляционного кристалла и ФЭУ в данном образце. Спектрометр N2 имеет сильно смещённый влево калибровочный пик, что говорит о неправильно выставленном коэффициенте усиления для данного спектрометра. Спектрометр N3 соответствует стандартным настройкам.

После калибровки на все спектрометры маркируют соотношением амплитуды сигнала на выходе усилителя спектрометра к энергии регистрируемых частиц и коэффициентом эффективности регистрации (по сравнению с эталонным спектрометром). Это позволяет сопоставлять спектры любых имеющихся у нас и откалиброванных спектрометров друг с другом.

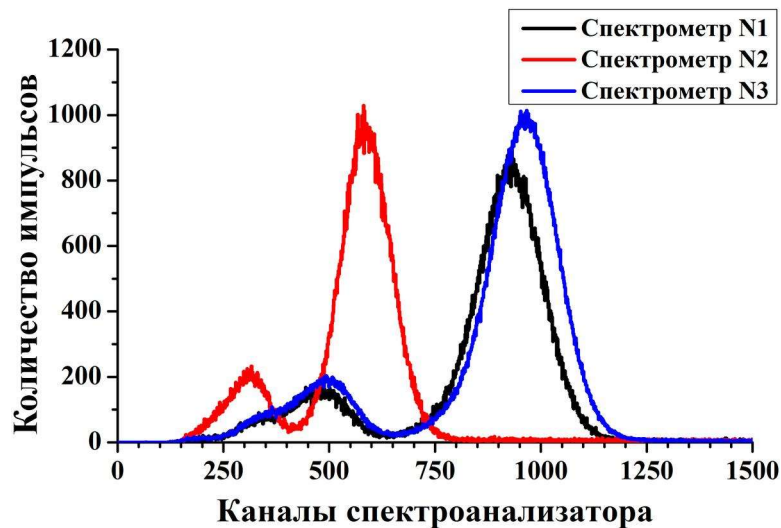


Рис.1.17. Распределение амплитуд импульсов (нормализованное), при облучении трёх малых сцинтилляционных детекторов калибровочным источником ^{241}Am .

1.4 Детектор заряженной компоненты. Блок гейгеровских счетчиков

Сцинтилляционные детекторы в равной степени эффективно регистрируют как гамма-кванты, так и заряженную компоненту вторичного излучения (электроны, протоны и мюоны). Введение детектора, чувствительного только к заряженной компоненте излучения, позволит точнее определить состав регистрируемого излучения. Для регистрации заряженной компоненты и, прежде всего, вторичных электронов и мюонов, применяются счётчики Гейгера-Мюллера.

Счётчики Гейгера-Мюллера, строго говоря, не обладают 100 % эффективностью при регистрации заряженных частиц. Это обусловлено тем, что частица, прошедшая через

счетчик, может не создать даже одной пары ионов (либо ионы возникнут в нерабочей области). Тем не менее, эффективность счетчика к электронам и мюонам может достигать 99 % (Кацнельсон и др., 1985).

Регистрация гамма-лучей осуществляется через посредство дельта-электронов, образующихся при поглощении или рассеянии гамма-квантов, в основном в стенках счетчика (и незначительно в газе). Эффективность счетчика для регистрации гамма-лучей зависит от материала стенок (катода) и энергии гамма-квантов и обычно составляет ~ 1 % (Кацнельсон и др., 1985).

Вышесказанное позволяет нам говорить о том, что данный детектор, собранный на основе счётчиков Гейгера-Мюллера, будет регистрировать только заряженную компоненту (электроны и мюоны). Область применения данных счетчиков ограничена невозможностью использования счетчика для спектрального анализа излучения, так как амплитуда импульсов на выходе счетчика, не зависит от первоначальной энергии частицы, вызвавшей этот импульс.

Для регистрации заряженной компоненты в Апатитах был разработан, изготовлен и установлен детектор излучения на основе счётчиков Гейгера, построенный по принципу телескопа. Детектор состоит из двух слоёв по 8 счётчиков СТС-6, разделённых алюминиевой пластиной, толщиной 8 мм. Счётчики в каждом из рядов включены по схеме «или», а верхний и нижний ряды включены по схеме совпадения «и». Такой путь (объединение всех трубок в слое) обусловлено тем, что установка используется в основном как детектор заряженной компоненты, но не как телескоп. Таким образом, анализируя данные, мы можем говорить о том, что заряженная частица пришла в детектор из верхней полусферы, но мы не можем более точно определить угол её прихода. Однако такой работы системы вполне достаточно для целей наших исследований.

Внешний вид детектора заряженной компоненты показан на Рис. 1.18. Блок-схема детектора приведена на Рис. 1.19. Данный детектор в целом аналогичен приборам, используемым в работе (deMendonca et.al., 2011).

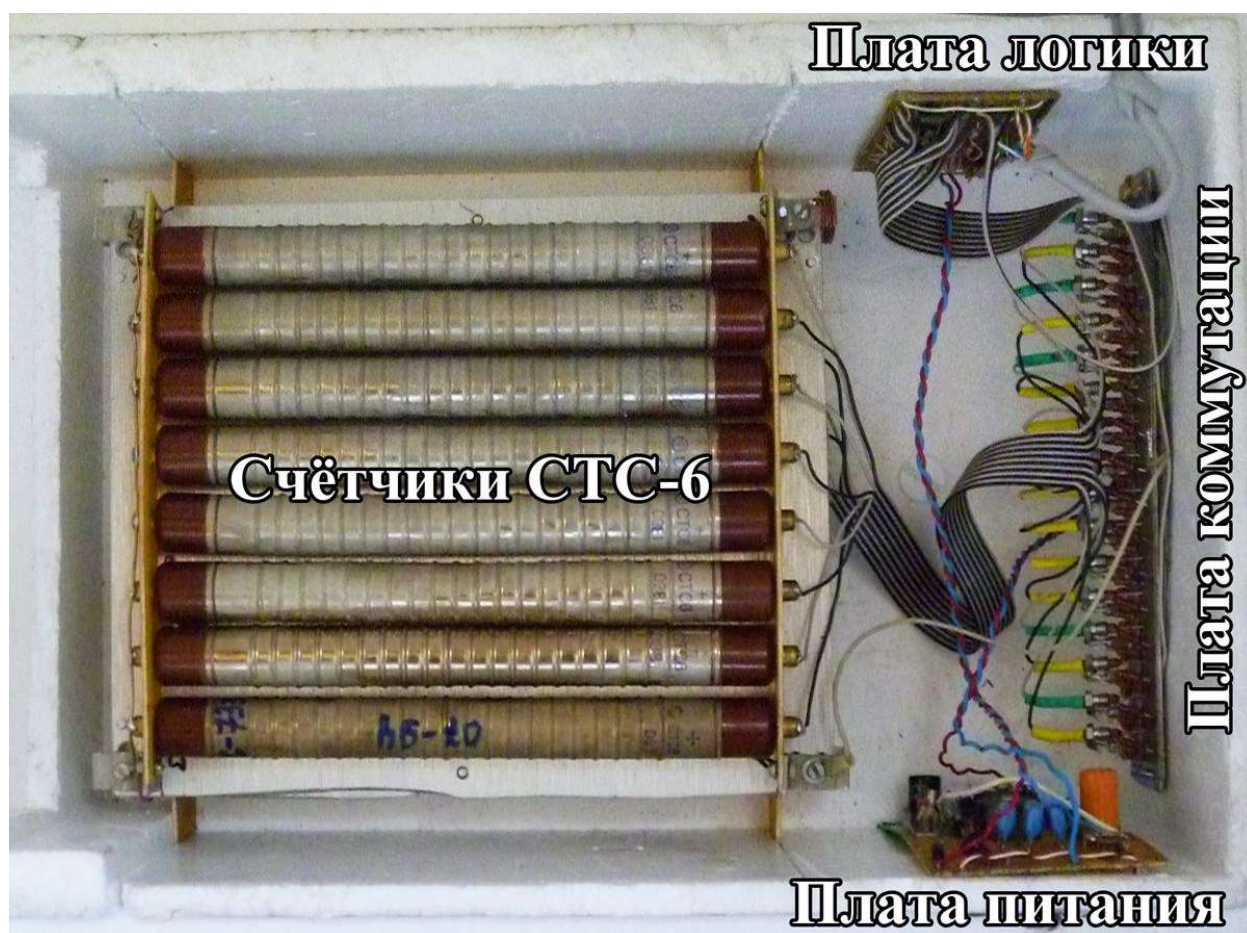


Рис. 1.18. Внешний вид детектора заряженной компоненты

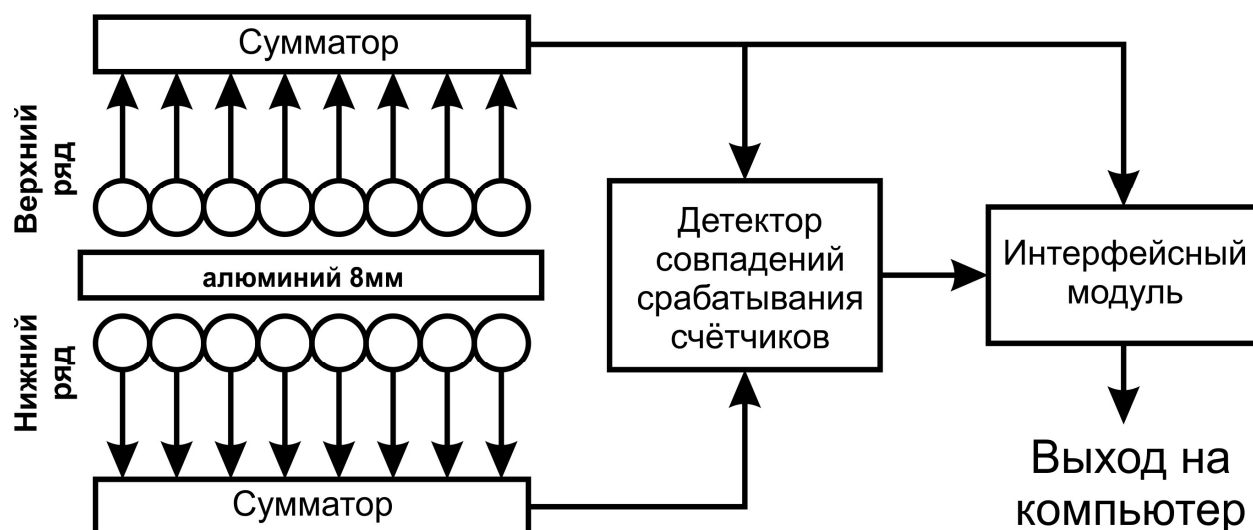


Рис. 1.19. Блок-схема детектора заряженной компоненты

Рассчитанная, эффективная площадь регистрации данного детектора составляет 160 см^2 . Данные поступают с верхнего ряда счётчиков и со схемы, регистрирующей

совпадения срабатывания верхнего и нижнего рядов. Верхний ряд счётчиков может регистрировать электроны > 2 МэВ, протоны > 2 МэВ и гамма-кванты с энергиями > 20 кэВ (с эффективностью детектирования $\delta \sim 1\%$). Сигнал со схемы совпадений поступает от детектирования электронов с энергиями > 5 МэВ, протонов > 30 МэВ и мюонов > 20 МэВ (DeMendonca et. al., 2011). Эффективность же регистрации гамма-квантов схемой совпадения равняется δ^2 , т.е. 10^{-4} . Поэтому можно считать, что детектор заряженной компоненты по схеме совпадений обладает нечувствительностью к гамма-квантам.

Электронная часть детектора разделена на три платы: плату питания высокого напряжения, плату коммутации и плату логики.

Плата питания высокого напряжения основана на блокинг-генераторе и вырабатывает высокое напряжение для питания одного ряда из восьми счётчиков. Всего таких плат питания было изготовлено две — одна питает верхний ряд из восьми счётчиков, а вторая нижний ряд счётчиков, поскольку одна плата не может обеспечить стабильную работу всех 16 счётчиков при повышении темпа счёта. Выходное высокое напряжение на обеих платах было выставлено в соответствии с рекомендуемым рабочим напряжением счётчиков (~ 390 В). Схема платы приведена на Рис. 1.20.

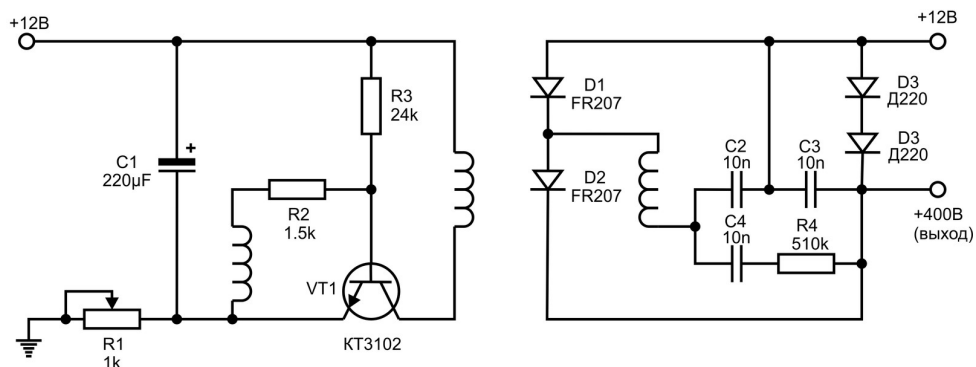


Рис. 1.20. Принципиальная схема одной из двух плат питания счётчиков на основе блокинг-генератора.

Плата коммутации обеспечивает подачу питания на счётчик Гейгера и снятие с него сигнала. Она состоит из шестнадцати одинаковых блоков — по одному на каждый счётчик. Диод в каждом таком блоке обеспечивает ограничение напряжения импульсов, получаемых со счётчика, до уровня 9 В. Таким образом, нет необходимости в усилении, ограничении или формировании импульсов со счётчиков и сигнал напрямую подаётся на плату логики.

Плата логики обеспечивает суммирование сигналов со счётчиков и подачу их в систему сбора. Схема платы логики показана на Рис. 1.21. Сигналы с верхнего и нижнего рядов счётчиков подаются на соответствующие микросхемы DD1, DD2, представляющие собой элементы И-НЕ. Данные элементы были использованы вместо ИЛИ-НЕ, так как счётчики работают в режиме, при котором в нормальном состоянии на вход микросхемы подаётся уровень логической единицы, а при срабатывании счётчика — логического нуля. Таким образом, при срабатывании хотя бы одного счётчика из суммируемого ряда, на выходе микросхемы возникает логическая единица. Микросхема DD3 производит окончательное суммирование рядов счётчиков и инвертирование сигнала для удобства в дальнейшей работе с ним. На элементе DD4 выполнена схема совпадений верхнего и нижнего рядов счётчиков. На элементе DD5 собраны формирователи импульсов с фиксированными длительностями в 10 микросекунд. Транзисторы VT1 и VT2 (КТ3102) служат для увеличения мощности выходного сигнала перед подачей его в линию. Диоды D1 и D2 (D9) поставлены для борьбы с наводками, возникающими в длинной линии передачи сигнала до системы регистрации.

1.5 Вспомогательное оборудование.

Датчик давления. В Апатитах в качестве основного датчика давления используется прецизионный струнный электромеханический датчик давления, работающий в режиме автогенерации.

В качестве вспомогательного датчика давления используется цифровой датчик давления BMP280. Этот датчик очень прост в использовании, поскольку подключается по стандартному протоколу I2C и не требует дополнительной обвязки. Он может быть подключён к обычному ПК через микроконтроллер или шину I2C (при наличии таковой). Датчик обладает достаточно хорошей относительной точностью (0,12 гПа), низким уровнем шумов (0,02 гПа) и линейностью характеристик при обеспечении минимальной термостабилизации. Также он обладает встроенным датчиком температуры.

Датчик температуры и термостабилизация. Для контроля температуры окружающей среды и температуры детекторов был использован датчик температуры, разработанный в ИЗМИРАНе и используемый на других нейтронных мониторах. Для контроля состояния приборов в Апатитах один такой датчик температуры был изготовлен и

установлен внутри контейнера с детекторами и оборудованием, Для Баренцбурга изготовлены и установлены четыре датчика — по одному внутри каждой секции нейтронного монитора и один внешний датчик температуры.

Принципиальная схема датчика температуры представлена на Рис. 1.22. Она основана на стандартном датчике температуры TMP36G. Это низковольтный прецизионный датчик температуры в диапазоне от -40 до $+125$ °С. Датчики откалиброваны при помощи обычного ртутного градусника. Показания датчика при обработке данных округляются до $0,1$ °С, однако статистические оценки показывают, что точность измерения составляет около $\pm 0,05$ °С и ограничивается уже не точностью самого датчика а делителем частоты DD4.

Напряжение с датчика DD1 поступает на элемент DD3, который является преобразователем «напряжение-частота». Затем Сигнал поступает на делитель DD4 и его частота делится в необходимое нам число раз. Делитель частоты подбирается из расчёта отношения частоты импульсов к периоду регистрации данных компьютерной системой сбора. Система сбора обычно ограничена 65535 импульсами на канал за один период накопления и считывания данных. Поэтому делитель подбирается таким образом, чтобы за период накопления данных не происходило переполнения канала либо после переполнения счёт на конец периода был далёк от граничных значений (0 и 65535).

После этого сигнал поступает на транзистор VT1, который служит для усиления мощности сигнала и передачи его в линию. Калибровка производится для каждого датчика индивидуально.

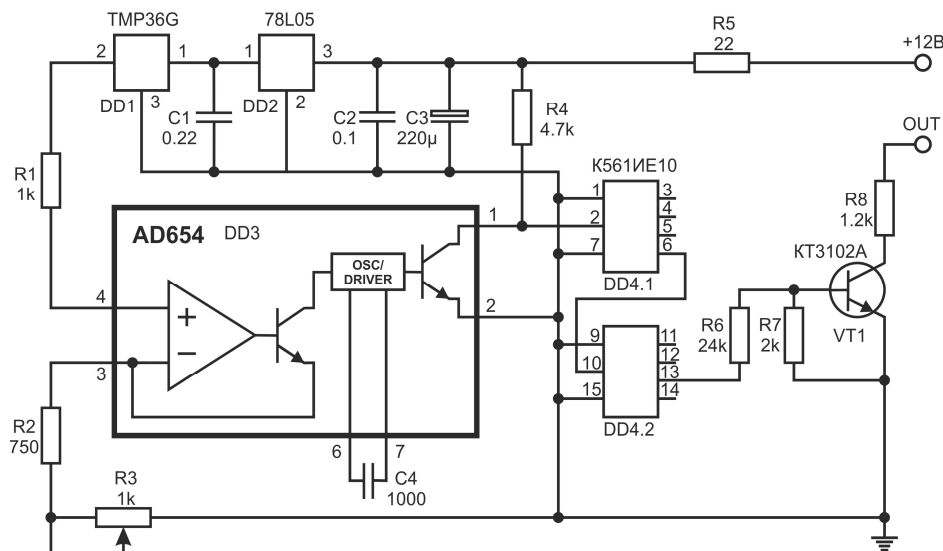


Рис. 1.22. Принципиальная схема датчика температуры.

В качестве вспомогательных датчиков температуры используются цифровые датчики DS18S20. Они работают по протоколу I2C и могут быть быстро подключены к ПК. Датчики выдают значение температуры в готовом цифровом виде, практически не требующем

дополнительной аппаратной или программной обработки, и обладают точностью 0,5 % в рабочем диапазоне температур.

Для стабилизации температуры в зимний период в контейнер с оборудованием был помещён нагревательный элемент с терморегулятором, который поддерживает температуру в диапазоне $+20 - 25$ °С. Схема терморегулятора представлена на Рис. 1.23. Датчиком температуры служит терморезистор, включенный в делитель напряжения на входе компаратора. Компаратор реагирует на изменение напряжения, в свою очередь, открывая или закрывая мощный выходной транзистор КТ827, подающий напряжение на нагревательный элемент. Мощность нагревательного элемента составляет примерно 33 Вт. Чтобы исключить просадку напряжения и помехи для остальных приборов, термостабилизатор питается от отдельного, специально изготовленного, мощного источника постоянного тока по отдельной линии.

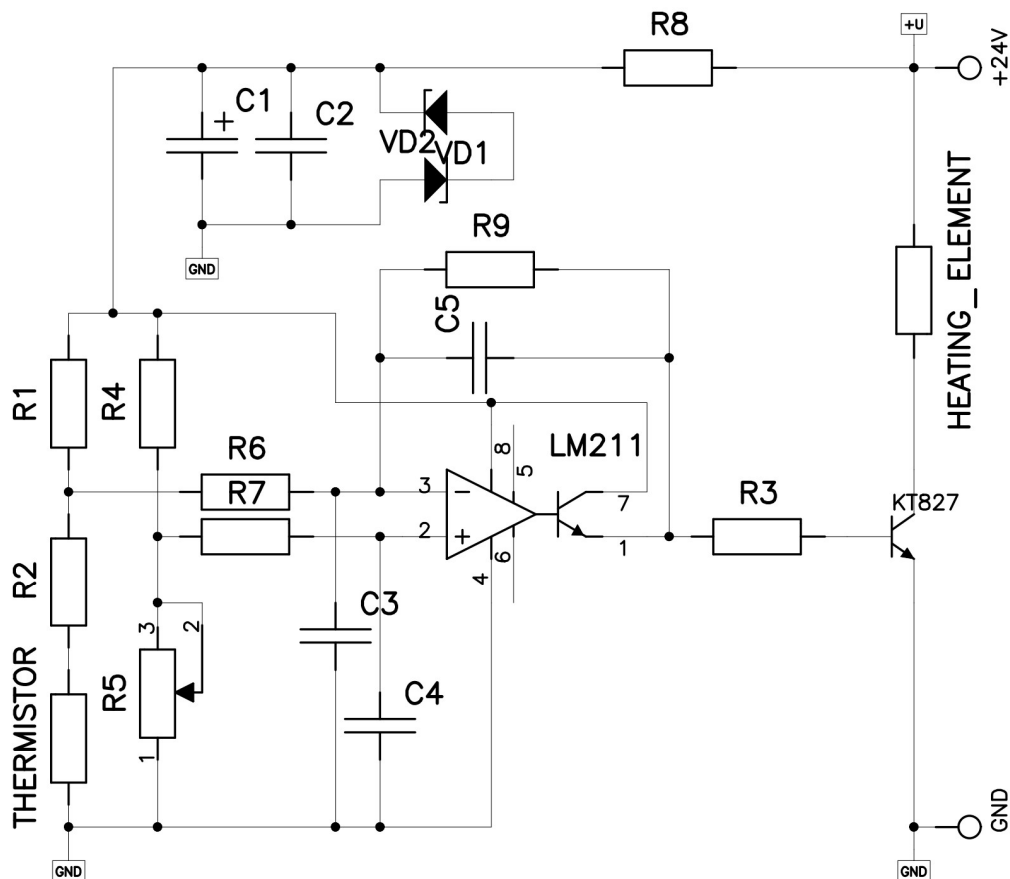


Рис. 1.23. Принципиальная схема термостабилизации.

Эксплуатация установки в Апатитах показывает, что даже, несмотря на значительные суточные колебания наружной температуры (особенно летом: от $+5$ °С до $+30$ °С), суточные колебания температуры внутри контейнера составляют не более 5 °С, что вполне приемлемо для работы нашего оборудования.

Регистратор осадков. Вместе со сцинтилляционными спектрометрами в Апатитах был установлен регистратор осадков, разработанный в лаборатории атмосферы Арктики ПГИ КНЦ РАН. Он позволяет оценивать интенсивность осадков в виде дождя и снега. Данный прибор (Шишаев, Белоглазов, 2011) работает на принципе отражения инфракрасного излучения, посылаемого прибором, от осадков и регистрации отражённого луча фотоприёмником. Излучение модулируется с частотой в 600 Гц, позволяя отстроиться от статических и динамических помех, наподобие засветок солнцем или уличными фонарями. Амплитуда отражённого сигнала конвертируется в частоту при помощи специальной схемы преобразования «напряжение / частота».

Регистратор осадков возвышается на 1,5 метра над уровнем крыши, что позволяет исключить отражения от потоков воды, текущих по крыше, брызг и тому подобных явлений. Внешний вид датчика показан на Рис. 1.24.

Данный регистратор позволяет точно фиксировать время начала и окончания выпадения осадков. Но, так как коэффициент отражения инфракрасного излучения у разных типов осадков различен, то мы не можем вывести какой-либо достаточно надёжный коэффициент, связывающий интенсивность осадков с амплитудой отражённого сигнала. Однако поскольку в течение одного события тип осадков практически всегда остаётся неизменным и, соответственно, коэффициент отражения остаётся постоянным, то мы можем с достаточной точностью регистрировать изменения интенсивности осадков для каждого конкретного события и отслеживать пики интенсивности хоть и без количественных оценок выпавших осадков. Этого достаточно для целей нашего исследования.

Датчики давления, температуры и осадков передают на регистратор периодическую последовательность импульсов. Система регистрации подсчитывает число импульсов в единицу времени. Получены коэффициенты для перевода числа импульсов в физические единицы, т.е. в миллибары, градусы и условные единицы интенсивности осадков, соответственно для датчиков давления, температуры и осадков.



Рис. 1.24. Внешний вид установленного датчика осадков.

1.6 Интерфейсный блок и система регистрации.

Интерфейсный блок для системы регистрации. Сигналы от всех детекторов поступают в специальный интерфейсный блок, служащий для согласования сигналов между датчиками и компьютерной системой регистрации данных. В компьютерной системе регистрации имеются несколько вариантов подключения, обусловленных спецификой различных систем и выбором задачи. В данный момент на рассматриваемых нами системах сбора существуют два типа цифровых карт ввода данных в компьютер: ADLINK PCI-7233H и ADLINK PCI-8554. Плата 7233 срабатывает по каждому фронту импульса на любом из 32-х каналов, а плата 8554 является счётчиком-таймером. Кроме того, эти платы имеют разные уровни входного сигнала: 5 В для 8554 и 12 В для 7233. Для облегчения формирования и сопряжения систем, автором была разработана специальная унифицированная плата для интерфейсного блока. Принципиальная схема этой платы представлена на Рис. 1.25.

Сигналы на эту плату поступают через элементы DA1 – DA6, являющиеся оптопарами. Опторазвязка входов обеспечивает полную гальваническую развязку между детекторами и системой регистрации, уменьшая помехи и наводки на сигнальных линиях, создаваемые внешними источниками. Кроме того, оптопары служат фильтром для возможных высокочастотных помех.

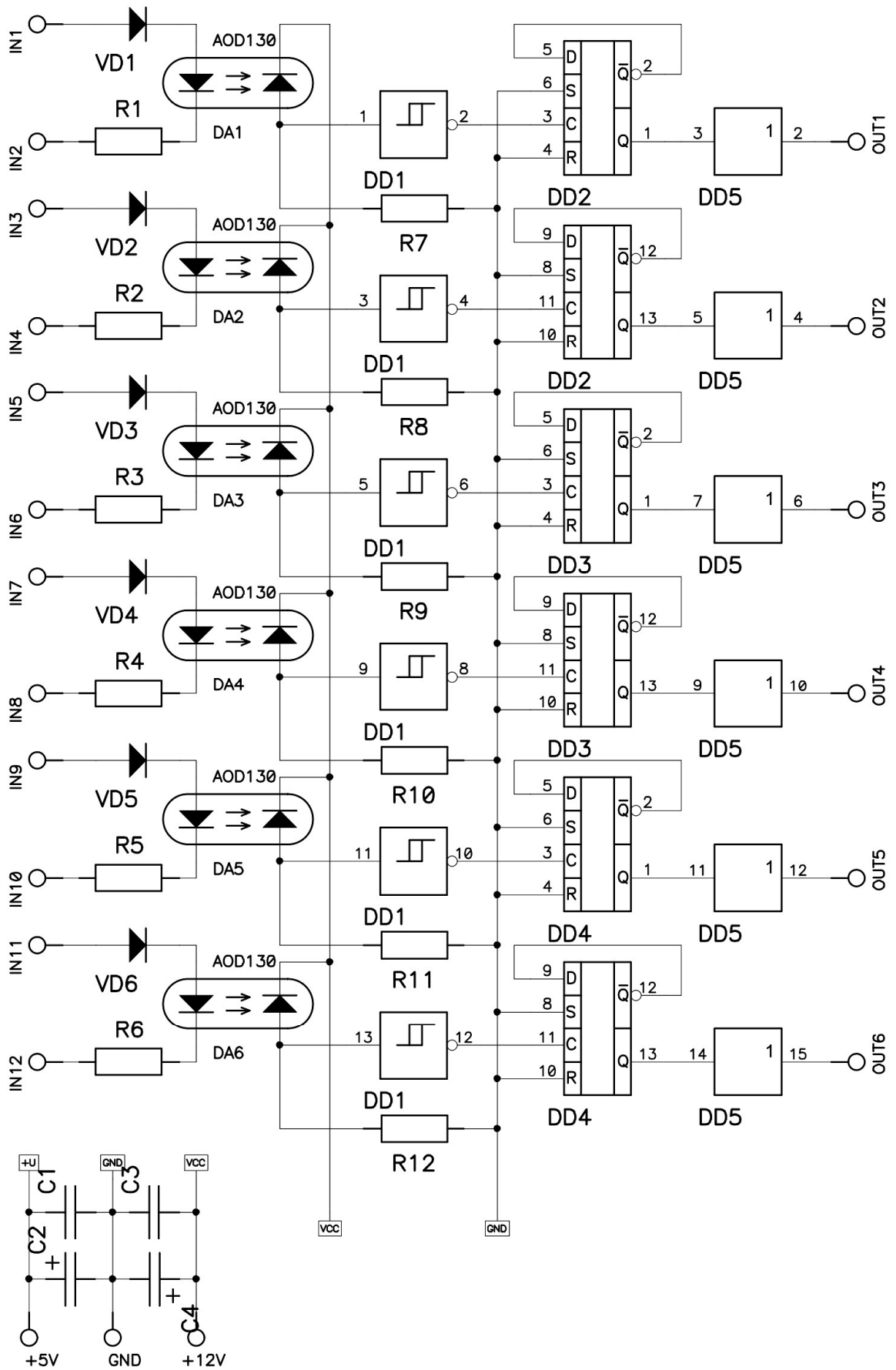


Рис. 1.25. Принципиальная схема платы для интерфейсного блока.

Сигнал после опторазвязки поступает на элемент DD1, который представляет собой шесть триггеров Шмитта и служит для увеличения крутизны фронтов, которые заваливаются после прохождения через оптопару.

Далее сигнал поступает на элементы DD2 – DD4, которые представляют собой D-триггеры. На основе данных D-триггеров собраны делители частоты на два, которые необходимы для работы системам сбора, оборудованными картами расширения ADLINK 7233. Деление частоты входящего сигнала на два приводит к тому, что каждый фронт (как передний, так и задний) соответствует одному входящему импульсу, а поскольку плата 7233 срабатывает на каждый фронт импульса, в этом случае мы избавляемся от лишних срабатываний платы, каковые были бы при прямой подаче импульсов на плату. При работе с платой 8554 в таком делении нет необходимости, поскольку плата срабатывает только на передний фронт импульса. В таком случае вместо элементов DD2 – DD4 устанавливаются перемычки.

Далее сигнал поступает на микросхему DD5. Тип этой микросхемы определяется необходимым выходным уровнем сигнала +5 В (ТТЛ) или +12 В для различных систем сбора. В случае работы с логикой ТТЛ используется микросхема К561ПУ4, которая представляет собой шесть преобразователей уровня сигнала в одном корпусе и обеспечивает достаточный уровень выходного тока для работы плат ADLINK 8554. Для обеспечения выходного уровня +12 В, используется микросхема К561ЛН2, которая представляет собой шесть инверторов и служит исключительно для усиления мощности выходного сигнала и обеспечения достаточного уровня выходного тока для работы плат ADLINK 7233.

Одна такая интерфейсная плата обеспечивает работу до шести каналов передачи данных и может легко модифицироваться под конкретные условия работы интерфейсного блока. Можно исключать деление частоты сигнала на два или обеспечивать необходимый уровень напряжений выходных сигналов, просто устанавливая нужную микросхему или замыкая перемычки на плате, чем и обеспечивается универсальность разработанного интерфейсного блока. При необходимости, в интерфейсный блок могут устанавливаться дополнительные платы, для быстрого наращивая числа каналов регистрации.

Компьютер «Система сбора 1» и карты расширения ADLINK. Компьютер «Система сбора 1» (см. Рис. 1.13) занимается непосредственно сбором данных с детекторов и записью их в базу данных для долговременного хранения. Любой современный персональный компьютер, оснащённый сетевой картой и имеющий свободный последовательный порт и два свободных PCI слота, может быть установлен в качестве системы сбора. От быстродействия используемого компьютера зависит эффективность и

точность работы счётчика-таймера ADLINK PCI-7233H — при уменьшении быстродействия компьютера, увеличивается мёртвое время. К последовательному порту подключается приёмник GPS для поддержания в компьютере точного времени, а непосредственно внутрь компьютера в соответствующих слотах размещаются указанные карты расширения.

Для поддержания точного времени в системе сбора, может быть использован любой приёмник GPS, который подключается к последовательному порту компьютера и выдаёт информацию в соответствии с протоколом NMEA-0183. В середине первого 'интервала сбора' каждого часа (в середине это делается для того, чтобы поправка времени не привела к перескакиванию в соседний интервал) программа регистрации считывает информацию из COM-порта, к которому подключён датчик GPS. Если данные с датчика получены нормально, то происходит коррекция компьютерных и программных часов. Получив от GPS правильное время, программа регистрации не только подправляет часы компьютера, но и отправляет в сеть широковещательный пакет с датой/временем. Таким образом, все компьютеры в локальной сети, оснащённые соответствующей приёмной программой, имеют возможность поддерживать точное время. Кроме того, некоторые приёмники GPS могут подавать сигнал PPS (Pulse per Second), который обеспечивает точную привязку системы к началу каждой секунды. При наличии такого сигнала в используемом в данный момент приёмнике GPS, этот сигнал заводится в плату цифрового ввода ADLINK PCI-7233H как отдельный канал, для обеспечения более точной привязки к мировому времени.

Плата цифрового ввода ADLINK PCI-7233H обеспечивает ввод цифрового сигнала (0 или 1) по 32 каналам. Уровню логического нуля соответствует напряжение $0 \div 3.2$ В, уровню логической единицы — напряжение $3.5 \div 24$ В. Все входы гальванически независимы. При изменении уровня в одном из каналов плата выдаёт аппаратное прерывание. Плата способна обрабатывать сигналы с частотой до 500 кГц. Программа сбора реагирует на каждое прерывание платы и определяет, по какому из подсоединённых каналов пришёл импульс. Также данная плата позволяет регистрировать точное время прихода каждого фронта импульса. Чтобы не перегружать плату обработкой импульсов от датчиков давления и температуры (которые идут в довольно высоком темпе), эта вспомогательная информация обычно посылается на плату PCI-8554 либо через внешний порт (COM или USB) при использовании датчиков давления и температуры, подключённых через микроконтроллер.

Плата счётчиков-таймеров ADLINK PCI-8554 имеет восемь 16-битных счётчиков, считающих поступающие на них импульсы. Программа сбора раз в минуту просто считывает показания регистров счётчиков, не регистрируя времени прихода каждого конкретного импульса. Также в эту плату могут подаваться сигналы от датчиков, при работе

которых нам не требуется фиксировать время прихода каждого конкретного импульса, например: сцинтилляционных детекторов, измеряющих радиационный фон в приземном слое.

Система сбора в текущей её реализации работает под управлением операционной системы MS DOS 6.22. К системе DOS добавлен Microsoft Network Client for DOS v3.0 — программное обеспечение, позволяющее компьютеру под управлением операционной системы DOS подключаться к сети компьютеров Windows. В сети установлен единственный сетевой протокол NetBEUI.

При загрузке компьютера автоматически стартует программа NMonitor — программа сбора, единственная программа, выполняющаяся на системе сбора. NMonitor регистрирует два типа данных:

1. стандартные данные (Monitor Standard Data) — количество импульсов в каждом канале за минуту. Данные сохраняются в суточных файлах в базе данных MSD.
2. данные по импульсам (Monitor Pulse Data) — регистрируется каждый импульс — в каком канале произошёл, и сколько прошло микросекунд от предыдущего импульса. Данные сохраняются в суточных файлах в базе данных MPD.

Под "базой данных" мы имеем в виду не настоящую реляционную базу данных, а просто набор суточных файлов, рассортированных по именам и по годовым директориям. Это относится и к базе стандартных данных MSD, и к базе данных по импульсам MPD.

Компьютер «Система сбора 2» и амплитудный анализатор. Во время возрастных счёта на сцинтилляционном детекторе, сигнал с него кроме интегральных каналов регистрации поступает также на 4096-канальный амплитудный анализатор импульсов В4К-САЦП-USB. Данный анализатор основан на высокоскоростном спектрометрическом АЦП на 4096 каналов. Этот высокоскоростной спектрометрический АЦП последовательного приближения с разравниванием, выполненный в виде внешнего устройства, подключаемого к USB-порту компьютера. Подключение к USB-порту осуществляется через универсальный контролёр FT245, обеспечивающий работу с устройством по протоколу COM-порта. АЦП предназначен для преобразования в цифровой код импульсов микросекундного диапазона и накопления спектрометрической информации с использованием питания только от USB-порта компьютера. Он позволяет получать и анализировать подробные амплитудные спектры импульсов, регистрируемых детектором. Такие амплитудные спектры в дальнейшем преобразуются в энергетические спектры регистрируемого излучения. Спектр получается путём накопления импульсов за

определённый промежуток времени (обычно 30 минут), после чего требуется сохранить спектр и подготовить анализатор спектра для нового накопления импульсов.

Данный анализатор может подключаться к любому компьютеру, работающему под управлением операционной системы Windows или Linux и имеющему разъём USB, что позволяет создать на его основе не только стационарную, но и мобильную систему мониторинга, например при использовании в качестве компьютера ноутбука и питании сцинтилляционного спектрометра от внешних аккумуляторов.

В текущей реализации, в качестве компьютера «Система сбора 2» (см Рис. 1.13) используется одноплатный миникомпьютер Raspberry Pi (Model B) на базе процессора ARM11 (ARMv6) с базовой частотой 700 МГц. В качестве хранилища данных используется SD карта с объёмом памяти 16 Гб. В качестве операционной системы используется рекомендованный производителем дистрибутив Linux.

Для обеспечения автономности при снятии спектров, автором был разработан специальный набор программного обеспечения, который позволяет накапливать и сохранять спектры регистрируемого спектроанализатором излучения и интегральный счёт гамма-излучения по нескольким каналам с выбираемыми порогами интегрирования. Также это программное обеспечение следит за работоспособностью системы и при сбоях операционной системы производит автоматическую перезагрузку компьютера с восстановлением процесса регистрации после перезагрузки.

Основная программа для работы со спектрометром была написана автором на языке С. Программа написана таким образом, что, в сочетании с драйверами для амплитудного анализатора, обеспечивает мультиплатформенность и независимость от типа и версии используемой ОС и типа процессора компьютера. Программа разработана на основе кодов управления анализатором, предоставляемых разработчиками устройства. Текущая реализация программы использует универсальный драйвер D2XX и соответствующую ему библиотеку от производителя чипов FTDI. Версии данного драйвера существуют для всех популярных операционных систем. Однако, при необходимости, существует возможность отказаться от данной библиотеки и управлять анализатором напрямую через протокол СОМ-порта.

Также на данном компьютере установлен FTP-сервер, обеспечивающий доступ к накопленным данным и Web-сервер, показывающий текущее состояние системы и отображающий графики вариаций интегрального счёта гамма-излучения, осадков, температуры и давления за последние 24 часа и 30 дней. Данная страница доступна в Интернете по адресу <http://db.pgia.ru/gammadata/index.html>. Кроме того, компьютер выполняет

ряд других функций по обработке и хранению данных, не относящихся непосредственно к регистрации гамма-излучения.

Также данный одноплатный миникомпьютер обладает интерфейсом GPIO (General Purpose Input/Output, Входы/Выходы общего назначения), что позволяет быстро подключить к нему различные цифровые датчики, такие, например, как датчики давления, температуры или влажности. Это позволяет удалённо контролировать состояние работающей системы и легко модифицировать установку для получения новых типов данных.

1.7 Блок-схема экспериментальных радиационных комплексов в Апатитах и Баренцбурге

Перечисленные выше устройства были объединены в универсальную комплексную систему сбора. Данная система является модульной и может включать в себя практически любую комбинацию указанных устройств. Наблюдения проводились на двух станциях: в Апатитах и ст. Баренцбург (арх. Шпицберген).

Апатиты. В состав комплекса регистрации в Апатитах входят:

- стандартный нейтронный монитор 18-НМ-64
- бессвинцовая секция нейтронного монитора
- два малых сцинтилляционных спектрометра рентгеновского излучения
- один большой сцинтилляционный спектрометр рентгеновского излучения
- детектор заряженной компоненты
- датчики состояния окружающей среды (давления, температуры и осадков)

Нейтронный монитор установлен в одноэтажном здании. Сцинтилляционные детекторы и детектор заряженной компоненты установлены на чердаке здания в термостабилизированном контейнере с активным поддержанием температуры. Сцинтилляционные детекторы установлены в глубоких «стаканах», сложенных из свинцовых кирпичей, толщиной 50 мм, для экранирования естественного радиационного фона излучения от земли и здания (Рис. 1.10 б, 1.26 и 1.27 б). Угол обзора детекторов составляет около 120°. Один «малый» спектрометр является основным и служит для получения долгопериодных рядов данных, а второй используется для различных экспериментов. Детектор заряженной компоненты экранирован в нижней полусфере таким же слоем свинцовых кирпичей. Внешний вид установки показан на Рис. 1.27.

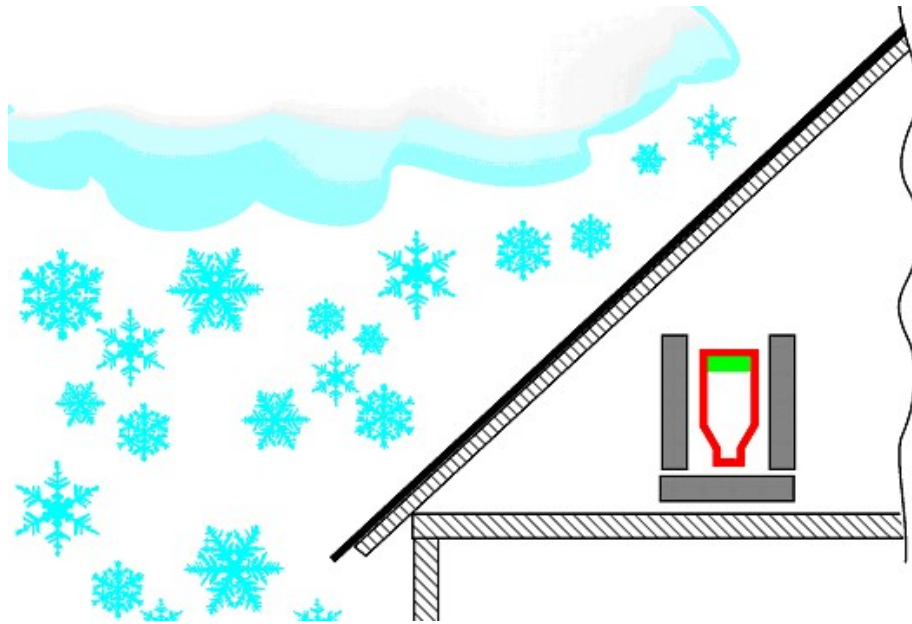


Рис.1.26. Положение и экранирование сцинтилляционного детектора.



Рис.1.27. а) Внешний вид контейнера с приборами, б) Внутреннее расположение приборов в контейнере

Блок-схема приборного комплекса регистрации полей излучения в приземном слое, установленного в Апатитах, представлена на Рис. 1.28. На блок-схеме показано, как собирается, группируется и регистрируется информация, получаемая от разных детекторов, а также различных измерителей параметров окружающей атмосферы. Более подробно об организации различных детекторов рассказано в предыдущих главах. Однако дополнительно следует отметить несколько особенностей организации системы.

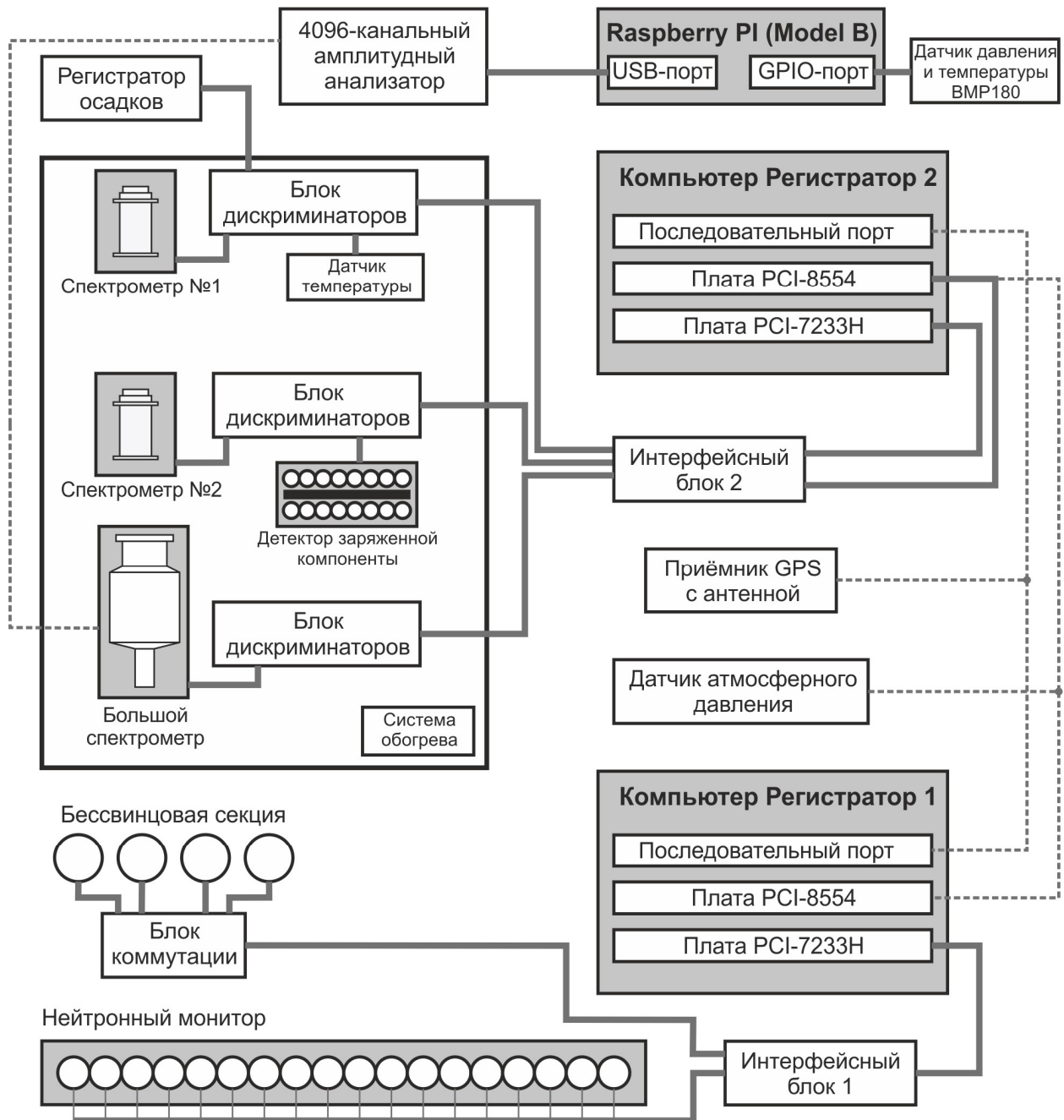


Рис. 1.28. Блок-схема приборного комплекса по изучению космического излучения и гамма-излучения в приземном слое, установленного в Апатитах.

Блоки дискриминаторов для каждого из детекторов служат также и блоками коммутации для дополнительных датчиков. Блок дискриминаторов 1 коммутирует основной рабочий спектрометр (№1), регистратор осадков и датчик температуры. Блок дискриминаторов 2 коммутирует вспомогательный экспериментальный спектрометр (№2) и детектор заряженной компоненты.

В системе регистрации используются два стационарных компьютера. Данные со стандартного нейтронного монитора 18-НМ-64 и бессвинцовой секции НМ поступают через интерфейсный блок 1 в компьютер «Регистратор 1». НМ в Апатитах включен в мировую

сеть мониторинга космических лучей, поэтому он имеет отдельный регистратор и доступ в интернет. Для того чтобы не нарушать его работу, все дополнительные и экспериментальные детекторы подключены к другому компьютеру («Регистратор 2»). Временное разрешение «Регистраторов» составляет одну минуту.

Данные с датчика атмосферного давления и сигналы с приёмника GPS поступают параллельно на оба компьютера-регистратора.

Интерфейсный блок 2 служит также и коммутатором линий сигналов для компьютера «Регистратор 2». Выходные сигналы от разных детекторов могут направляться на различные платы ADLINK, в зависимости от того — необходимо нам знать данные о времени прихода и длительности каждого импульса, либо нам достаточно лишь подсчёта количества самих импульсов.

Миникомпьютер Raspberry Pi с 4096-канальным амплитудным анализатором может подключаться к любому из спектрометров.

Стационарные компьютеры «Регистратор 1» и «Регистратор 2» подключены к локальной сети института и данные с них автоматически поступают в общую базу данных. Данные с амплитудного анализатора сохраняются непосредственно на одноплатном миникомпьютере Raspberry Pi. Он также подключён к локальной сети и доступ к данным может быть получен удалённо.

Все данные дополнительно зеркалируются на специальный выделенный сервер.

Баренцбург. В состав комплекса регистрации в Баренцбурге (архипелаг Шпицберген) входят:

- стандартный нейтронный монитор 18-НМ-64
- один сцинтилляционный спектрометр рентгеновского излучения

На станции в Баренцбурге (арх. Шпицберген) был установлен один детектор, включённый в аппаратный комплекс вместе с нейтронным монитором 18-НМ-64. Конструктивно данный нейтронный монитор состоит из трёх отдельных секций 6-НМ-64. Каждая из секций монитора размещена в отдельном домике-контейнере. Он установлен в помещении второй секции нейтронного монитора.

Сцинтилляционный детектор находится в стальном «стакане» с толщиной стенок 10 мм. Угол обзора данного детектора составляет около 90°. Данные с детектора непрерывно поступают в систему сбора по 4-м интегральным каналам с пороговыми значениями энергии регистрируемых фотонов > 20 кэВ, > 60 кэВ, > 100 кэВ и > 200 кэВ. Временное разрешение системы сбора составляет одну минуту. Система имеет возможность подключения к ней амплитудного анализатора. В системе также имеются датчики

температуры в каждой секции, датчик наружной температуры, датчик давления и датчик GPS аналогичные используемым в системе в Апатитах.

Спектрометр в Баренцбурге установлен и введен в общую систему сбора в Баренцбурге в ноябре 2009 года. Тогда-же, с его помощью, начался непрерывный мониторинг вариаций приземного радиационного гамма-фона на Шпицбергене. Система работает в автономном режиме, автоматически пересылая собранные данные через сеть Интернет.

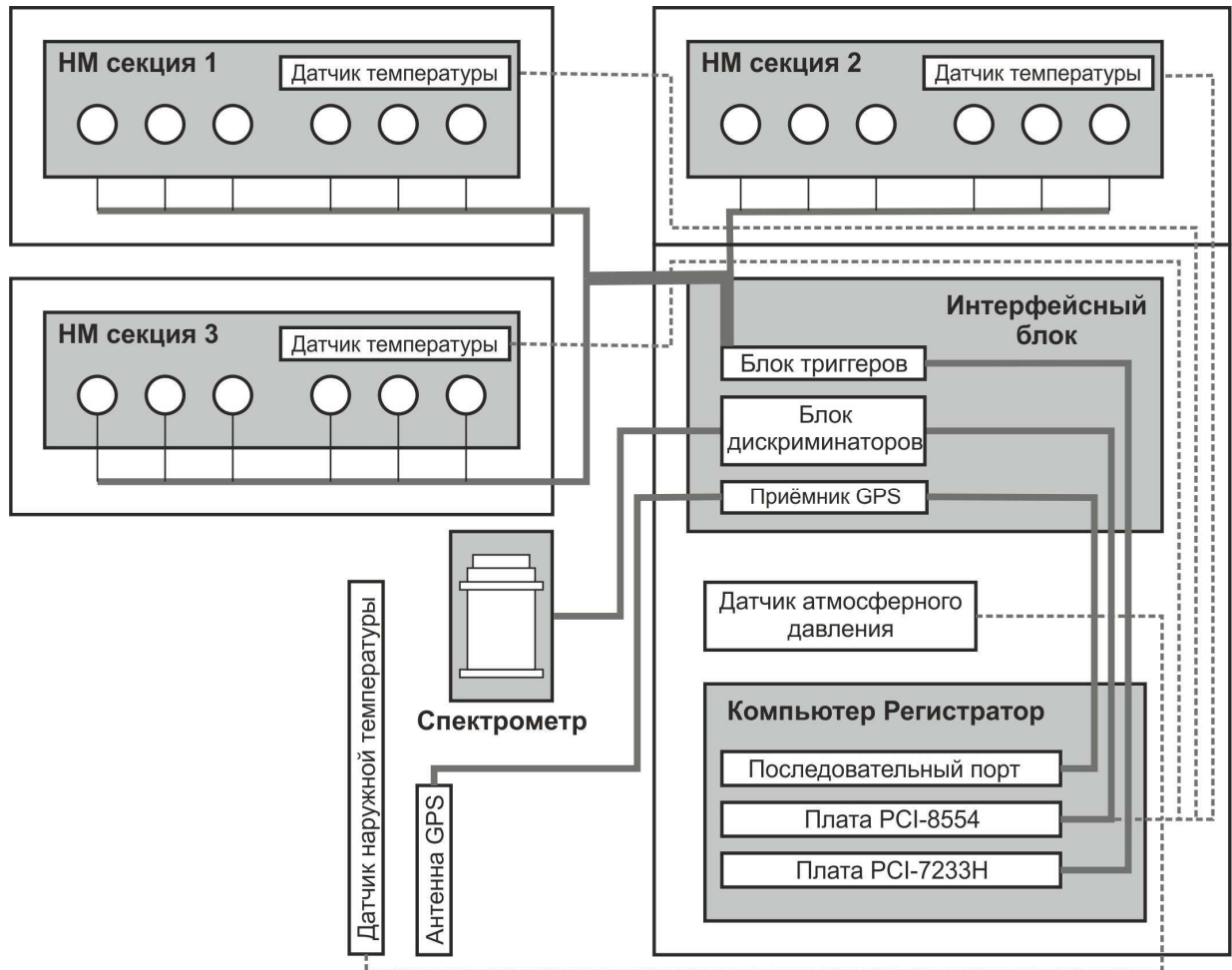


Рис. 1.29. Блок-схема приборного комплекса по изучению космического излучения и гамма-излучения в приземном слое, установленного в Баренцбурге (арх. Шпицберген).

Блок-схема приборного комплекса по изучению космического излучения и гамма-излучения в приземном слое, установленного в Баренцбурге (архипелаг Шпицберген), представлена на Рис. 1.29. На блок-схеме показано, как собирается, группируется и регистрируется информация, получаемая от разных детекторов, а также различных датчиков параметров окружающей атмосферы. В целом, система работает аналогично системе в Апатитах.

1.8 Расчет эффективности и функций откликов сцинтилляционных детекторов

При интерпретации результатов измерений рентгеновского излучения в приземном слое необходимо учитывать эффективность регистрации сцинтилляционным детектором фотонов различных энергий, т.е. трансформацию спектра фотонов, падающих на детектор. В данной главе приводятся результаты моделирования энерговыделений фотонов разных энергий в сцинтилляционном детекторе, применяемом нами для регистрации рентгеновских лучей в приземном слое. Процесс взаимодействия квантов с кристаллом сцинтилляционного детектора моделировался на ЭВМ по методу Монте-Карло при помощи программного пакета GEANT4 (Geant4 Collaboration, 2009).

Программный комплекс GEANT4, для моделирования взаимодействия излучения с веществом методом Монте-Карло, разрабатывается с 1994 года международной коллаборацией под эгидой CERN. Задуманный, прежде всего, как средство моделирования детекторов в физике высоких энергий, он, благодаря своей объектно-ориентированной архитектуре, усилиями интернационального коллектива разработчиков, координируемого CERN, превратился в достаточно универсальный мультидисциплинарный инструмент, который находит применение, например, в задачах астрофизики, нейтронной и медицинской физики. С 2004 года GEANT4 — основная программа моделирования в экспериментах на LHC. Как и другие пакеты Монте-Карло, GEANT4 используется в области радиационной защиты, в медицине и в различных других прикладных областях, связанных с радиационным излучением. Работа с GEANT4 сводится к написанию программ на C++, связывающих его компоненты между собой определенным образом, моделирующим некоторую реальную систему. При этом в GEANT4 заносится трехмерная модель системы, характеристики материалов, из которых она состоит, описываются электромагнитные поля. Также подключаются различные пакеты физических процессов, такие, как тормозное излучение и ионизация. В процессе работы GEANT4 рассчитывает траектории прохождения различных элементарных частиц в заданной системе. Пользователь должен обеспечить сохранение данных в удобном ему формате. GEANT4 обладает развитыми средствами моделирования электромагнитных процессов при взаимодействии электронов и γ -квантов с веществом (Братченко, Дюльдя, 2001).

За образец геометрии детектора для нашего моделирования был взят кристалл $NaI(Tl)$, помещённый в алюминиевый корпус, как и у наших сцинтилляционных детекторов. Расчёты проводились для кристалла 60 x 20 мм и кристалла 150 x 100 мм. Моделировался поток частиц, изотропный по верхней полусфере. Поток фотонов из нижней полусферы не учитывался, что соответствует диаграмме направленности наших детекторов.

Для упрощения моделирования источник задавался как 4-х сантиметровый плоский диск, находящийся на расстоянии 5-и сантиметров от установки и испускающий гамма-кванты из случайной точки своей поверхности в интервале углов $-30^\circ < \theta < 30^\circ$. Мы считаем, что для данного типа моделирования такой поток в достаточной степени приближен к изотропному потоку из верхней полусферы с учётом коллиматоров, имеющихся у наших детекторов. На рисунке 1.30 приведена геометрия одного из моделируемых детекторов и падающих на него частиц. Моделируется только верхняя часть установки, т.е. сам кристалл, закрывающий его алюминий и окно ФЭУ, поскольку частицы попадают на наш детектор только сверху — снизу его защищает 5-и сантиметровый свинцовый экран. В данном моделировании не учитывался процесс обратного рассеивания частиц, т.к. в нашем случае он даёт пренебрежительно малый вклад в регистрацию, по сравнению с основным прямым потоком частиц.

Сбор статистики производился по энергиям фотонов, возникающих в кристалле вследствие сцинтилляции и попавших в окно фотоумножителя. При суммарной потере частицей в кристалле энергии менее 5 кэВ, считалось, что частица с веществом кристалла не взаимодействует. Этим эффектом можно пренебрегать, так как практически энергии фотонов меньше 5 кэВ трудно регистрировать, так как этот диапазон энергий лежит уже в области шумов ФЭУ.

В данном моделировании, в основном, рассматривалось два варианта взаимодействия потока падающих на детектор гамма-квантов с веществом кристалла — фотоэффект и комптоновское рассеивание. Считалось, что если частица в кристалле испытывает фотоэффект, то вся её начальная энергия высвечивается в кристалле. Если частица, претерпев одно или несколько комптоновских взаимодействий, вылетает из кристалла, то высвечивается разность между энергией при входе в кристалл и энергией при выходе из него. Взаимодействие частиц с веществом металлической оболочки кристалла учитывалось программой моделирования автоматически, но подробно не рассматривалось.

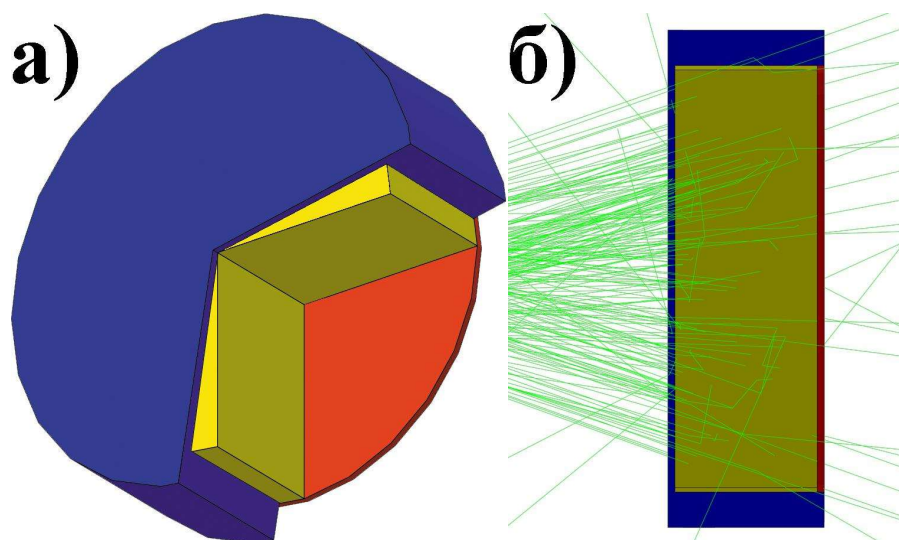


Рис. 1.30. Геометрия моделируемого детектора (а) и пример взаимодействия частиц с детектором (б). Желтым цветом показан кристалл $NaI(Tl)$, синим — окружающий кристалл алюминий, красным — окно ФЭУ. Зелёные линии — траектории частиц, падающих на детектор.

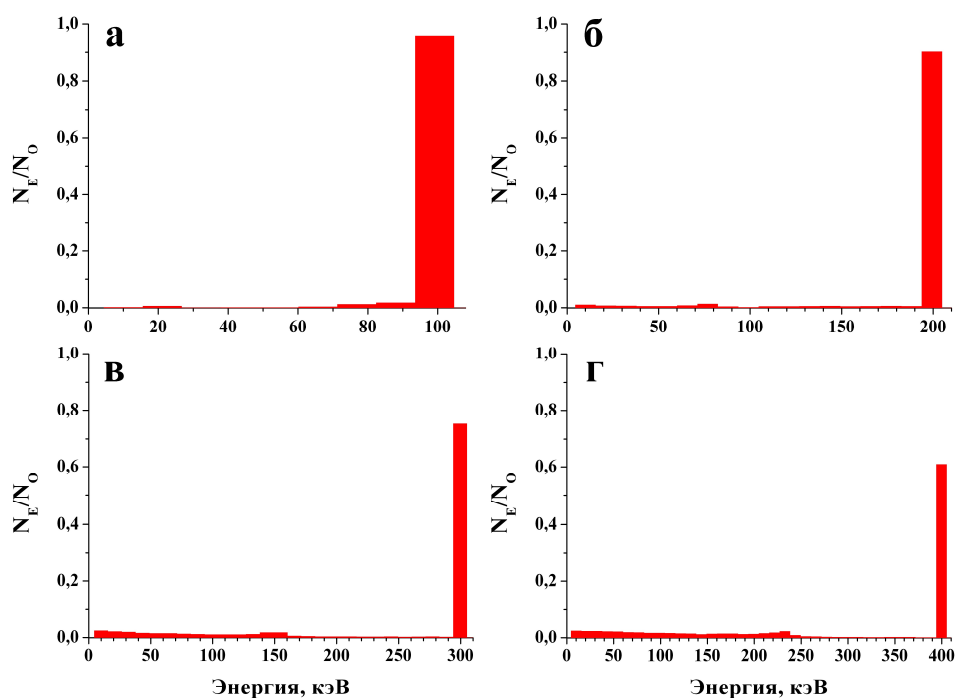


Рис. 1.31. Энерговыведение в кристалле $NaI(Tl)$ для фотонов с начальными энергиями: а) 100 кэВ, б) 200 кэВ, в) 300 кэВ, г) 400 кэВ.

Физические параметры кристаллов $NaI(Tl)$ для данного моделирования брались из справочного материала (Sirdeshmukh et. al., 2001; Heath, 1997) и спецификаций производителей данных типов сцинтилляционных кристаллов.

На рисунке 1.31 приведены гистограммы регистрации моноэнергетического потока фотонов по энергиям для начальных энергий 100 кэВ, 200 кэВ, 300 кэВ и 400 кэВ, соответственно. Из этих графиков можно сделать вывод, что фотоны малых энергий

полностью высвечиваются в кристалле, а фотоны больших энергий дают лишь незначительную прибавку в области малых энергий. Это поведение характерно для обоих кристаллов, смоделированных в данной работе. Данные в низкоэнергичной области на гистограммах соответствуют частицам, испытавшим комптоновский эффект (один или несколько) и покинувшим кристалл, а пики — частицам, претерпевшим фотопоглощение в кристалле. Если частица перед полным фотопоглощением и испытала комптоновский эффект, то, в связи с аппаратурными ограничениями при регистрации, её энергия будет зарегистрирована как сумма всех энергий, оставленных ею в кристалле.

На практике, при калибровке сцинтилляционного детектора гамма-источником пики будут менее острыми, так как фотоны могут терять энергию при комптоновских взаимодействиях вне кристалла, выделяя при последующем фотоэффекте энергию меньше начальной. Также вклад в размывание этой картины будет вносить некоторая непрозрачность кристалла для собственного излучения, из-за чего светосбор на фотокатоде ФЭУ будет зависеть от области высвечивания фотона в кристалле. Однако при данной небольшой толщине кристалла непрозрачностью можно пренебречь.

Из проведения моделирования было получено отношение числа частиц, оставивших энергию в кристалле N_ϕ к общему числу частиц N_0 , что и является искомой чувствительностью кристалла к рентгеновскому излучению. На рисунке 1.32 а представлен график эффективности регистрации фотонов сцинтилляционным детектором с размерами кристалла 60 x 20 мм в зависимости от начальной энергии частицы. Кривая представляет собой отношение числа частиц, оставивших энергию в кристалле N_ϕ к общему числу частиц N_0 . Рисунок наглядно показывает, что эффективность регистрации частиц сильно меняется в зависимости от их энергии, значительно падая в высоких энергиях. Это связано с тем, что высокоэнергичные частицы имеют большой шанс пролететь через сцинтиллятор насквозь, не вызвав взаимодействия с ним или вызвав только комптон-эффект.

На рисунке 1.32 б представлен график эффективности регистрации фотонов сцинтилляционным детектором с размерами кристалла 150 x 100 мм в зависимости от начальной энергии частицы. Кривая представляет собой отношение числа частиц, оставивших энергию в кристалле N_ϕ к общему числу частиц N_0 . Как видно из графика — эффективность большого кристалла остаётся достаточно высокой на всём диапазоне рассматриваемых энергий. Рост эффективности регистрации на энергиях выше 3 МэВ объясняется тем, что начинает проявляться эффект образования электрон-позитронных пар. В таком случае, каждая из пары частиц имеет менее половины энергии породившей их частицы и, соответственно, имеет больший шанс взаимодействия с веществом детектора.

Необходимо также отметить, что при пересчёте измеренного потока рентгеновских фотонов к истинному потоку на уровне регистрации следует иметь в виду, что световой выход в кристалле на единицу энергии в области 500 кэВ отличается от линейного примерно на 20 % (Дирили, Нортон, 1966). Кроме того, следует учитывать, что чувствительность фотокатода ФЭУ меняется от центра к краю (Матвеев, Соколов, 1962). Это изменение зависит от размеров фотокатода, материала и т.д. Всё это, однако, не меняет основной картины и лежит в пределах ошибок аппаратного характера, в основном связанных с нестабильностью ФЭУ и входных цепей электронных схем, так что полученные зависимости могут быть использованы при интерпретации измерений.

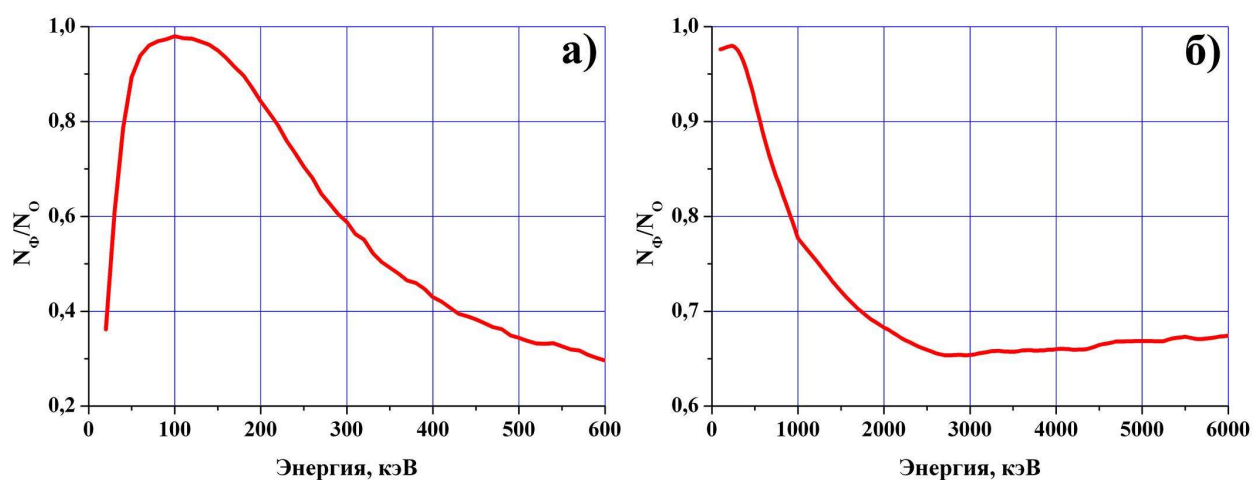


Рис. 1.32. Эффективность регистрации излучения кристаллом $NaI(Tl)$, размерами 60 x 20 мм (а) и 150 x 100 мм (б).

1.9 Диагностика и отбор данных

Основное внимание в нашем исследовании уделялось сцинтилляционному детектору, фиксировавшему вариации потока гамма-квантов в приземном слое.

В Апатитах из двух детекторов выбирался один, который считался основным, и по которому выявлялись периоды возрастаний. Второй детектор являлся экспериментальным и служил для оценки различных параметров геометрии и экранирования установки, а также для контрольных измерений.

Так как все детекторы объединены в общую систему и имеют общие контуры питания и передачи данных, то помехи, связанные с хозяйственной деятельностью людей, действовали на несколько каналов регистрации одновременно и легко выявлялись простым анализом данных. Написана программа, которая ежедневно автоматически проверяет данные на наличие помех. Данные с помехами либо удалялись из базы данных при длительных помехах, либо заменялись усреднёнными данными по соседним значениям, свободным от помех (при длительности помех не более 2 – 3 минут).

Известно, что статистический разброс счёта детекторов радиации подчиняется распределению Пуассона. Поэтому относительная точность измерения составит:

$$\sigma_{cm} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (1.2)$$

Таким образом, по формуле (1.2), статистический разброс счёта для большого сцинтилляционного детектора составляет около 1,7 %, а для малого детектора около 2,5 %. Для детектора заряженной компоненты статистический разброс составляет примерно 5 % и 7 % для верхнего и нижнего рядов счётчиков соответственно. Для бесвинцовой секции нейтронного монитора статистический разброс составляет около 4 %.

1.10 Изучение связи интенсивности частиц различного вида с давлением и температурой

Поскольку регистрируемое нами вторичное излучение вызывается космическими лучами, проходящими через атмосферу, то вариации атмосферного давления приводят к вариациям проникающего излучения. Этот эффект известен давно и разработаны методики внесения поправок на эти вариации (Дорман, 1972).

Был произведён анализ данных наших установок для нахождения барометрических и температурных коэффициентов.

Барометрические поправки. Изменение интенсивности I любой вторичной компоненты космических лучей при малом изменении давления на барометрическом уровне наблюдения p_0 может быть представлено выражением (Дорман, 1972):

$$dI = -\mu dp_0 \quad (1.3)$$

где μ — коэффициент поглощения данной компоненты, а $dp_0 = p - p_0$. Отсюда, если I_{p_0} — есть интенсивность при давлении p_0 , то

$$\ln I - \ln I_{p_0} = -\mu(p - p_0) \quad (1.4)$$

или

$$I = I_{p_0} \cdot \exp(-\mu(p - p_0)) \quad (1.5)$$

Для нахождения барометрического эффекта особенно важно точно измерять давление при регистрации частиц.

Барометрический коэффициент определяется эмпирически путём нахождения линейной корреляции между натуральным логарифмом интенсивности космических лучей x и барометрическим давлением y за один и тот же период времени.

$$\beta = r(\sigma_x / \sigma_y) \quad (1.6)$$

где r - коэффициент корреляции, определяемый как

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{n\sigma_x\sigma_y}, \quad \bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i, \quad \bar{y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i$$

$$\sigma_x^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(x_i - \bar{x})^2}{n}, \quad \sigma_y^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - \bar{y})^2}{n}$$

где x_i — интенсивность космических лучей в момент времени i , y_i — барометрическое давление в момент времени i .

Надёжность определения барометрического коэффициента в значительной степени определяется выбором методики анализа данных и тщательным отбором первичных данных регистрации космического излучения. В частности, если наблюдается anomальное поведение интенсивности космических лучей, то данные за эти периоды исключаются из анализа. Также необходимо использовать разумное усреднение данных, например среднесуточные значения.

Эксперименты по нахождению барометрических коэффициентов для разных компонент вторичных космических лучей долгое время проводились различными авторами (Дорман, 1972). Для нейтронного монитора барометрический коэффициент впервые был найден Дж. Симпсоном и др. методом множественной корреляции. Тщательное исследование барометрического эффекта в нейтронной компоненте космических лучей было проведено (Lingren, 1962) на основе данных сети нейтронных мониторов. Было показано,

что для разных мониторов коэффициенты имеют значительный разброс, обусловленный увеличением коэффициента с увеличением жесткости геомагнитного обрезания. С увеличением статистической точности их значение приближается к $\beta = -0,007 \text{ мб}^{-1}$. Также было показано, что барометрический коэффициент имеет небольшую зависимость от конструктивных особенностей различных мониторов (Lingren, 1962). Кроме того, наблюдаются небольшие вариации барометрического коэффициента в зависимости от фазы солнечного цикла.

Для бессвинцовых нейтронных мониторов также ранее были определены свои барометрические коэффициенты (Adams, Braddick, 1949). Как показал эксперимент, барометрический коэффициент для бессвинцового монитора близок по значению к стандартному нейтронному монитору в пределах экспериментальных ошибок.

Барометрические коэффициенты для телескопов на основе счётчиков Гейгера-Мюллера впервые были найдены по данным наблюдений в июле 1957г. — декабре 1960г. (Lapointe, Rose, 1962). Исследования показали, что не обнаруживается каких-либо заметных сезонных вариаций барометрического коэффициента и барометрический коэффициент за три года наблюдений практически не изменялся.

В нашем эксперименте были определены барометрические коэффициенты для всех используемых типов датчиков: бессвинцовой секции нейтронного монитора, детектора заряженной компоненты на основе телескопа из счётчиков Гейгера-Мюллера и сцинтилляционного детектора. На рисунке 1.33 представлены отношения натурального логарифма счёта всех трёх приборов к давлению за период счёта. Как видно из этих данных бессвинцовая секция нейтронного монитора и детектор заряженной компоненты имеют явно выраженный барометрический эффект. Для сцинтилляционного детектора этот эффект выражен не так явно и размывается эффектами возрастания гамма-излучения различной природы, которые будут рассмотрены в главе 2.

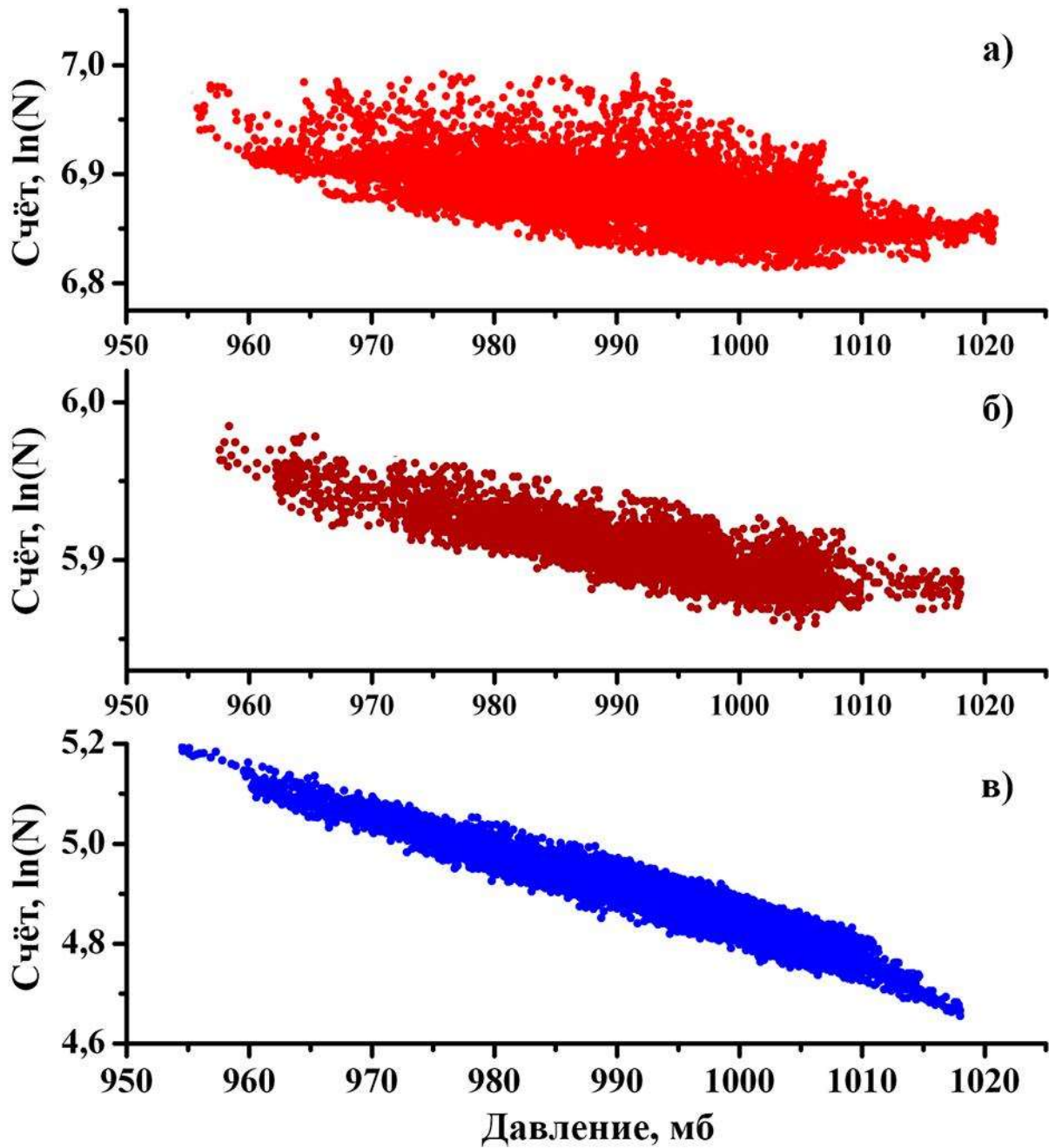


Рис.1.33. Отношение натурального логарифма счёта к давлению за период счёта для а) сцинтилляционного спектрометра б) детектора заряженной компоненты в) бессвинцовой секции нейтронного монитора.

Найденные в расчётах барометрические коэффициенты для наших детекторов составляют:

- для сцинтилляционного детектора: $\beta = -0,0014 \text{ мб}^{-1}$
- для детектора заряженной компоненты: $\beta = -0,0014 \text{ мб}^{-1}$
- для бессвинцовой секции нейтронного монитора: $\beta = -0,0072 \text{ мб}^{-1}$

Эти коэффициенты используются для внесения барометрических поправок в счёт соответствующих детекторов. Всюду в дальнейшей работе будут использоваться исправленные на давление данные, если иное не указано прямо.

Температурный эффект. Если барометрический эффект определяется всего одним параметром — атмосферным давлением, то температурный эффект определяется несколькими параметрами, характеризующими состояние атмосферы от слоя генерации до уровня регистрации. Давление на уровне моря с достаточной точностью измеряется стандартным прецизионным барографом, дающим непрерывную запись давления, тогда как для определения температурного разреза атмосферы необходимо аэрологическое зондирование с помощью радиозондов на воздушных шарах. При исследовании вариаций, обладающих большой амплитудой температурные поправки не играют сколько-нибудь заметной роли. Однако температурные поправки могут стать существенными при исследовании малых вариаций (суточных, 27-дневных), так или иначе, коррелирующих с метеорологическими факторами.

В данном исследовании вариаций гамма-излучения в приземном слое мы разделяем рассматриваемые температурные эффекты на две части: атмосферные и аппаратные.

Температурные эффекты, влияющие на аппаратуру в нашей установке, по нашему мнению, незначительны. Сцинтилляционный детектор установлен на чердаке здания в термостабилизированном боксе, и суточный перепад температуры внутри не превышает 5°C (при суточном ходе наружной в $20 - 30^{\circ}\text{C}$). Во-первых, кристалл сцинтиллятора имеет сложную температурную зависимость и в пределах комнатных температур световыход кристалла падает с повышением температуры, примерно как 0,3 % на 1°C (отрицательный температурный эффект) (Лазутин, 1979). Во-вторых, ФЭУ прибора имеет температурную зависимость и по усреднённым данным коэффициент усиления ФЭУ падает на 20 % при изменении температуры от плюс 20°C до минус 20°C (положительный температурный эффект 0,5 % на градус) (Кацнельсон и др., 1985). В-третьих, при изменении температуры возможны также вариации параметров электронных схем. Все эти факторы не позволяют нам однозначно вывести какой-либо общий температурный коэффициент для коррекции данных детекторов. Однако мы можем полагать, что суммарный температурный эффект будет существенно менее их суммы абсолютных значений, поскольку температурная зависимость для различных компонентов детектора различна как по амплитуде, так и по знаку, как было показано выше. Для уменьшения этих эффектов, при создании установки были приняты меры к использованию по возможности термостабильных электронных элементов, термоизоляции детекторов от окружающей среды и термостабилизации всей

установки в целом. В результате предпринятых мер, суточный ход температуры для детекторов составил не более 5°C , и обеспечено полное отсутствие резких колебаний температуры, сравнимых по длительности с вариациями интенсивности гамма-излучения в приземном слое (время нарастания десятки минут). Поэтому наблюдаемые температурные эффекты на сцинтилляционных детекторах связываем с температурными эффектами в атмосфере, как в приземном слое, так и по всей ее толще.

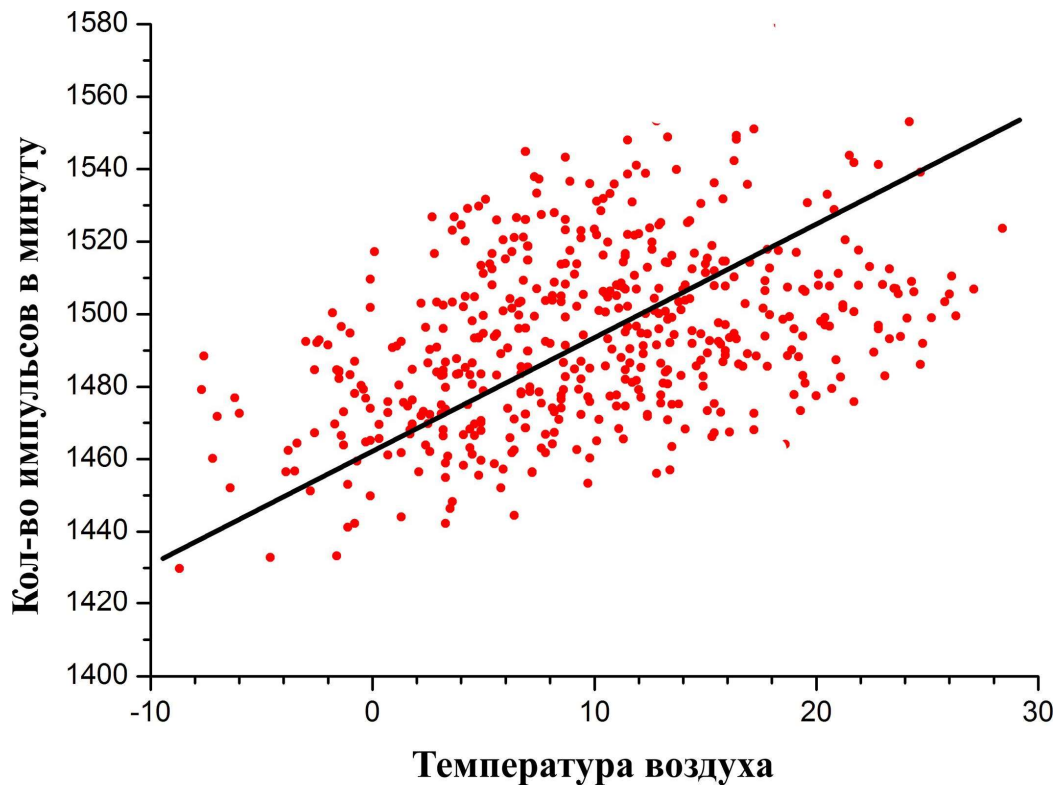


Рис. 1.34. Зависимость счета детектора от температуры приземного воздуха.

Было проведено исследование для определения атмосферного температурного эффекта на нашей установке. Использованы метеоданные (tr5.ru) как более надежные, поскольку наш внешний термодатчик может быть подвержен влиянию побочных эффектов: нагрев от близких зданий, застаивание воздуха среди строений и т.д., поскольку он размещен не на оборудованной метеорологической площадке. Была построена зависимость «счет детектора – температура приземного воздуха». Результат показан на рисунке 1.34.

Поле точек аппроксимируется линейной зависимостью $4,2 \cdot x + 1460$, откуда легко вычисляется температурный эффект. Он составляет около $+0,3\%$ на градус.

В целом, изложенное выше позволяет нам не учитывать влияние температуры на наши данные при исследовании возрастных гамма-фона в приземном слое атмосферы. Подробнее о незначительности температурного эффекта в нашем исследовании будет сказано ниже, во второй главе.

1.11 Экранирование излучения крышей здания лаборатории

При регистрации мягкого гамма-излучения необходимо учитывать экранирование детекторов крышей здания, в котором они установлены. Особенно это важно при регистрации энергетических спектров рентгеновского излучения, поскольку для разных энергий гамма-излучения коэффициенты ослабления различны и наличие крыши над сцинтилляционным детектором излучения может вносить серьёзные искажения в получаемые результаты.

Конструктивно крыша над датчиком гамма-излучения в Апатитах представляет собой плоскую поверхность, установленную под небольшим углом к земле, и состоит из очень редкой решетки из деревянных реек и листового металла толщиной $L_{Fe} \approx 1$ мм (Рис. 1.24, Рис. 1.26).

Интенсивность гамма-излучения после прохождения слоя вещества определяется как (Сивухин, 1989):

$$I = I_0 \cdot \exp(-\mu \cdot x) \quad (1.7)$$

где I_0 — начальная интенсивность излучения перед слоем вещества, μ — линейный коэффициент ослабления, x — толщина пройденного слоя.

Линейные коэффициенты ослабления рентгеновского излучения для многих простых веществ известны. Их величина зависит от атомного номера поглощающего вещества и длины волны рентгеновского излучения. В нашем случае эти коэффициенты взяты из (ГОСТ 20426-82). В (ГОСТ 20426-82) приведены линейные коэффициенты ослабления для простых веществ, например, железа. Для такого сложного вещества как древесина он вычисляется по формуле (ГОСТ 20426-82):

$$\mu = \left[\frac{\mu_1}{\rho_1} \cdot \eta_1 + \frac{\mu_2}{\rho_2} \cdot \eta_2 + \dots + \frac{\mu_n}{\rho_n} \cdot \eta_n \right] \rho \quad (1.8)$$

где $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_n$ — линейные коэффициенты ослабления излучения 1, 2-м, ..., n-м элементом, входящим в состав сложного вещества; $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_n$ — плотность 1, 2-го, ..., n-го элемента, входящего в состав сложного вещества; $\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_n$ — относительная массовая доля 1, 2-го, ..., n-го элемента, входящего в состав сложного вещества; ρ — плотность сложного вещества.

Примерная формула дерева — $(C_6H_{10}O_5)_n$, плотность — $0,5 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$. Принимая это во внимание и используя формулу 1.7, мы можем вычислить зависимость линейного коэффициента ослабления от длины волны рентгеновского излучения для древесины. Поскольку в (ГОСТ 20426-82) линейный коэффициент ослабления рентгеновского излучения представлен в табличной форме, необходимо было подобрать аппроксимирующие его функции, чтобы в дальнейшем при расчетах использовать аналитические выражения. Таким образом, мы получаем возможность, вносить поправки на ослабление излучения крышей при сравнении экспериментальных и модельных результатов.

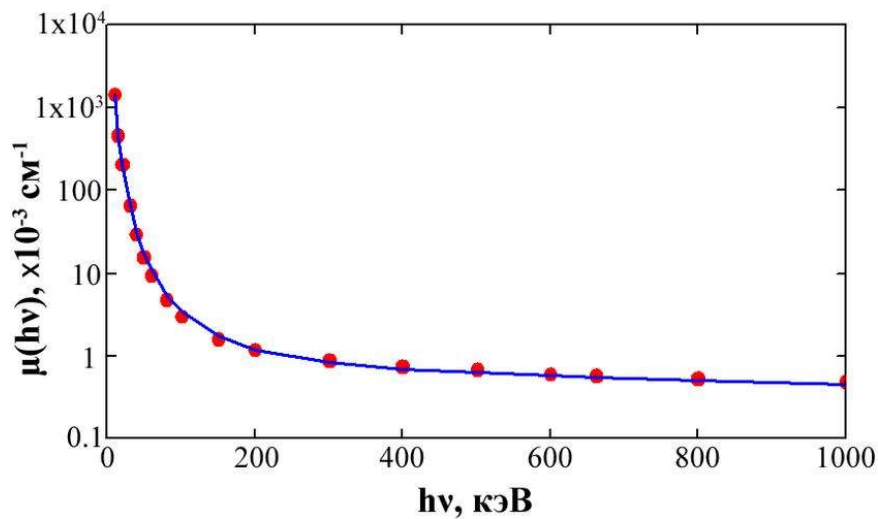


Рис. 1.35. Зависимость линейного коэффициента ослабления от энергии гамма-квантов. Точки — суммарный коэффициент линейного ослабления для железа и дерева (из ГОСТ 20426-82). Линия — аппроксимация.

На рисунке 1.35 показаны рассчитанные зависимости линейного коэффициента ослабления гамма-излучения от энергии этого гамма-излучения при прохождении его через дерево и железо и их аппроксимация.

Таким образом, зная коэффициенты ослабления гамма-излучения в материале крыши и эффективность регистрации излучения детекторами, мы можем из регистрируемого детекторами спектра излучения получать реальный спектр, падающего на детектор излучения.

Заключение главы 1

Была проведена значительная работа по расширению и улучшению существовавших ранее комплексов в Апатитах и Баренцбурге. Ранее на станциях в Апатитах и Баренцбурге имелись только нейтронные мониторы, регистрировавшие одну компоненту космических лучей. В настоящее время в Апатитах действует измерительный комплекс, выполняющий мониторинг всех основных компонентов вторичных космических лучей: нуклонной,

электронно-мюонной и электромагнитной. В Баренцбурге комплекс пока существует в усеченном виде. В ходе создания такого комплекса было выполнено следующее.

1. Разработан и изготовлен усилитель-дискриминатор импульсов для нейтронного монитора, с учетом требований, предъявляемых для усиления и селекции импульсов от газоразрядных счетчиков нейтронов СНМ-15. Усилитель обладает высокой стабильностью, низким уровнем шумов ($3 \cdot 10^{-4}$ В на входе) при рабочем коэффициенте усиления 1000 и имеет в своем составе пороговый дискриминатор и формирователь мертвого времени 10 мкс. Автор принимал непосредственное участие в разработке схемы усилителя, изготовлении тестовых образцов и их отладке. Также автором был разработан проект печатной платы со стандартизированным разъёмом, электрически совместимым с разъёмами, ранее использованными в наших нейтронных мониторах, что позволяет производить усилители промышленными методами и заменять ими старые усилители без модернизации остального нейтронного монитора. Усилители данной системы установлены на нейтронных мониторах в Апатитах, Баксане, Москве и Баренцбурге. Автором разработана специальная методика калибровки пары «детектор СНМ-15 + усилитель», повышающая стабильность работы и помехоустойчивость.

2. Разработан и установлен детектор гамма-излучения на основе сцинтилляционного детектора, использовавшегося ранее для изучения аврорального излучения на аэростатах. Автором разработана и изготовлена система регистрации и программное обеспечение для данных детекторов с возможностью получения как непрерывного интегрального счёта, так и с возможностью регистрации подробных энергетических спектров регистрируемого излучения. Детекторы установлены на постоянную регистрацию в Апатитах с июня 2009 года и в Баренцбурге с ноября 2009 года. Таким образом, непрерывный мониторинг вариаций приземного фона гамма-излучения проводится уже более десяти лет в двух различных пунктах наблюдения. На данных детекторах автором был зарегистрирован ряд эффектов, которые подробнее рассматриваются во второй главе.

3. Разработан и изготовлен мобильный малогабаритный детектор гамма-излучения на базе микроконтроллера ATmega, позволяющий проводить измерения потока гамма-излучения на удалённых пунктах без использования компьютеров. Это позволяет быстро разворачивать пункт регистрации в нужной точке с минимальной заботой о защищённости системы от условий окружающей среды.

4. Произведено компьютерное моделирование сцинтилляционных спектрометров, используемых в мониторинге, с целью определения эффективности регистрации квантов различных энергий и получены их функции отклика. Моделирование проведено с использованием программного пакета GEANT4. Функции отклика используются для определения реального спектра гамма-излучения в приземном слое атмосферы.

5. Разработан и изготовлен детектор заряженной компоненты, установленный в Апатитах. Данный детектор применяется для отслеживания вариаций заряженной

компоненты излучения в приземном слое и анализе состава, регистрируемого комплексом, излучения.

6. Разработан и изготовлен ряд датчиков для контроля состояния окружающей среды: вариаций давления и температуры. Оценено влияние температурных и барометрических поправок на новые детекторы: заряженной компоненты и рентгеновского излучения.

Глава 2. Исследование особенностей вариаций гамма-излучения в приземном слое атмосферы

2.1. Вводные замечания

Начиная с июня 2009 года в Апатитах и с ноября 2009 в Баренцбурге, производится непрерывный мониторинг рентгеновского излучения в приземном слое. Данные регистрируются ежеминутно и поступают в общую систему сбора. Наблюдения производятся при помощи сцинтилляционных детекторов.

Почти сразу с началом регистрации было открыто новое явление: спорадические возрастания интенсивности рентгеновского излучения (далее события возрастаний или просто события), составляющие иногда десятки процентов от фонового уровня.

Периодами возрастаний считались моменты, когда счёт основного детектора по каналу >20 кэВ увеличивался более чем на 5 % на период не менее 30 минут, относительно базового уровня. Этот порог $\sigma_{общ}$ установлен из статистической точности и температурных нестабильностей атмосферы и прибора:

$$\sigma_{общ} = \sigma_{ст} + \sigma_{атм} + \sigma_{пр} \quad (2.1)$$

где $\sigma_{ст}$ — статистический разброс счёта детекторов по формуле (1.3), $\sigma_{атм}$ — атмосферная температурная нестабильность, $\sigma_{пр}$ — приборная температурная нестабильность. Кроме того, в фоновом счёте наблюдаются непериодические вариации, связанные, с вариациями различных компонент вторичных космических лучей и сезонными вариациями гамма-излучения в приземном слое. Поэтому, хотя статистическая точность измерения гамма-спектрометра составляет около 2,5 % (как указано в п. 1.9), мы можем достоверно выделять событие возрастания гамма-фона с амплитудой не менее 5 %. И при этом мы можем не учитывать температурных эффектов, поскольку возрастания относительно быстрые и столь существенные вариации уже не могут быть вызваны изменением температуры.

Базовым уровнем счёта брался счёт за период в 2 – 3 часа до начала возрастания или за период в 2 – 3 часа после возрастания, если данные перед возрастанием были повреждены или отсутствовали. Временем начала возрастания брался момент времени, когда счёт детектора превышал базовый уровень более чем на 5 %. Временем окончания возрастания брался момент времени, когда счёт детектора относительно базового уровня снижался до того же порогового уровня 5 %.

Более чем за десять лет наблюдений было зарегистрировано более 1500 возрастаний приземного фона гамма-излучения. Была обнаружена явная связь между метеорологическими явлениями и этими возрастаниями. Практически все возрастания

сопровождались обильными осадками (дождь или снег), а возрастания без осадков или с небольшим количеством осадков сопровождались низкой плотной облачностью. Некоторые характеристики возрастаний по результатам наблюдений на станциях в Апатитах и Баренцбурге приведены в таблице 1.

Таблица 1

Статистические характеристики событий возрастания гамма-излучения

| | Апатиты | Баренцбург |
|--|---------|------------|
| Средняя продолжительность события, часов | 11,7 | 8,9 |
| Средняя интенсивность возрастания, % | 14 % | 9 % |
| Среднее количество возрастаний в год | 146 | 21 |

Наблюдаемые возрастания варьируются по длительности от нескольких часов до нескольких суток. Самое короткое из зарегистрированных возрастаний рентгеновского фона длилось чуть более часа, а самое длительное возрастание — около четырёх дней, и являлось слиянием нескольких менее крупных, однако их невозможно разделить, поскольку темп счёта детектора не возвращался к базовому уровню.

Амплитуда возрастаний варьируется от установленного порогового значения 5 % до 50 %.

Практически все события (95 %) сопровождались осадками и плотной облачностью, а оставшаяся часть — низкой плотной облачностью без осадков. Высота облаков во время событий обычно составляет от 300 до 600 метров (слоисто-дождевые облака), и облачностью 9 – 10 баллов (по данным локальных метеостанций). Также длительные возрастания иногда наблюдались во время туманов. Сильный ветер, напротив, уменьшает амплитуду возрастаний, особенно это заметно в зимние периоды. Так, ни одна метель, не сопровождалась значительными возрастаниями.

Метеорологические данные для данной работы брались из нескольких источников. Первый источник — это наличие регистратора осадков, включённого в систему регистрации и позволяющего записывать с минутным разрешением изменения интенсивности осадков во время событий. Второй источник — это журнал наблюдений погоды, куда ежедневно заносились общие данные о текущей погоде и в котором регистрировались значительные и

аномальные погодные явления, такие как время начала дождя или грозы, появление тумана, наличие сильного ветра и т.п. Третьим источником данных служили метеорологические базы данных из сети Интернет. Для станции в Апатитах использовалась база данных с сайта RP5 (rp5.ru). Для станции в Баренцбурге использовалась база данных сайта с METEOCENTER (meteocenter.net). Обе эти базы позволяют получать различные метеорологические данные в необходимых нам пунктах регистрации с периодичностью 6 часов для Апатитов и 3 часа для Баренцбурга. Обе базы позволяют сохранять данные в формате CSV, что позволяет импортировать данные в различные программы.

Для исследований отбирались события, имеющие характер возрастных: отчетливое начало и окончание, амплитуду более 5 %, наличие осадков в виде дождя или снега. События без осадков в настоящее исследование не включены, поскольку не выяснена причина их возникновения.

За годы наблюдений было зарегистрировано более 1000 возрастных счёта сцинтилляционных детекторов, связанных с выпадением осадков. Независимо от типов осадков возрастания сопровождались плотной, обычно сплошной, облачностью с высотой нижней кромки облаков 300 – 600 метров. В среднем, возрастания счёта детекторов в зимнее время (осадки — снег) в полтора раза меньше по амплитуде, но больше по длительности. В зимние месяцы возрастания могут иметь несколько сросшихся пиков, и длиться более суток, что практически не наблюдается в летние месяцы. Скорее всего, это связано с более устойчивой низкой облачностью, которая может оставаться неизменной в течение нескольких суток в осенне-зимний период в арктических и субарктических широтах, особенно во время полярной ночи.

Возрастания счёта детекторов не наблюдаются или не превышают установленное пороговое значение в 5 %, если осадки сопровождаются сильным ветром (метель, шторм). Мы связываем это с тем, что большая скорость ветра обуславливает в облаках так называемое «перемешивание». Такое перемешивание обеспечивает достаточно эффективный обмен воздуха и всех его компонент в области, простирающейся от поверхности земли до определённого уровня, называемого вершиной перемешивания. Высота данного уровня зависит от метеорологических условий и может достигать 3-х км. Внутри этой области существуют турбулентные потоки, которые переносят воздух вместе с содержащимися в нём ионами, ядрами и т.п. как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскостях, что мешает образованию устойчивых электрических полей в таких дождевых облаках (Chalmers, 1974).

2.2. Примеры событий

На рисунках 2.1 – 2.4 приведены примеры характерных возрастаний на основе данных канала > 20 кэВ и детектора осадков.

На Рис. 2.1 представлено событие 30 августа 2009 г в Апатитах. Оно сопровождалось обильными осадками в виде дождя с несколькими пиками интенсивности. Как видно на рисунке, возрастание интенсивности осадков хорошо коррелирует со всплесками гамма-фона в приземном слое. В данном событии мы не можем разделить отдельные пики и рассматривать их по отдельности.

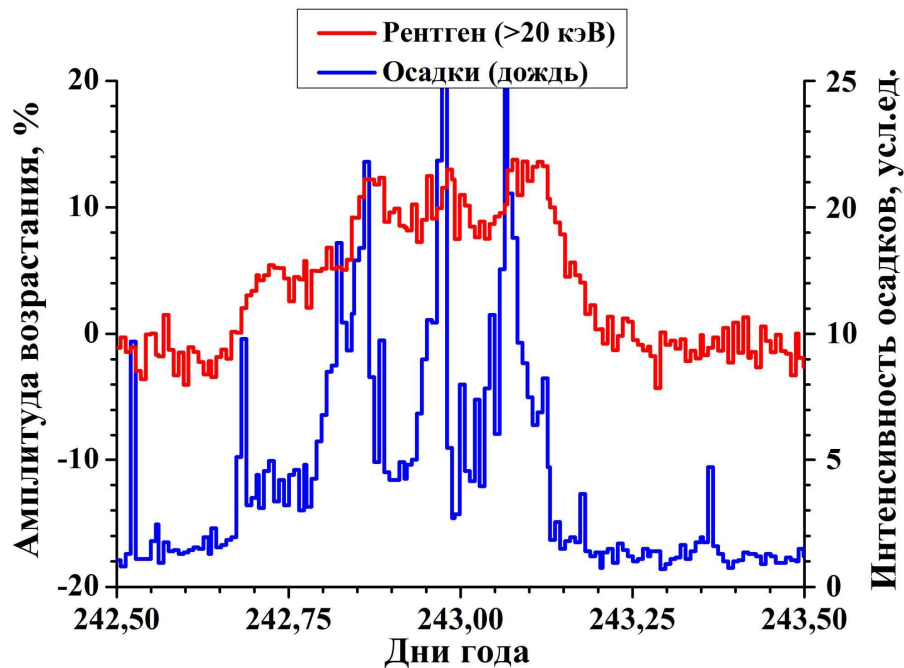


Рис. 2.1. Возрастание 30 августа 2009 г., Апатиты. Пример длительного события (более полусуток) как слияния нескольких отдельных возрастаний. Красной линией показаны вариации приземного гамма-фона (в процентах от фонового значения). Синей линией показаны вариации интенсивности осадков (в условных единицах).

На Рис. 2.2 представлено событие 5 февраля 2010 года на станции в Баренцбурге (архипелаг Шпицберген). Оно сопровождалось достаточно сильными осадками в виде снега при температуре около -3°C . К сожалению, для станции в Баренцбурге доступны метеоданные по осадкам только с периодом в 3 часа. Однако видна достаточно чёткая корреляция между количеством выпавших осадков и интенсивностью регистрируемого гамма-излучения

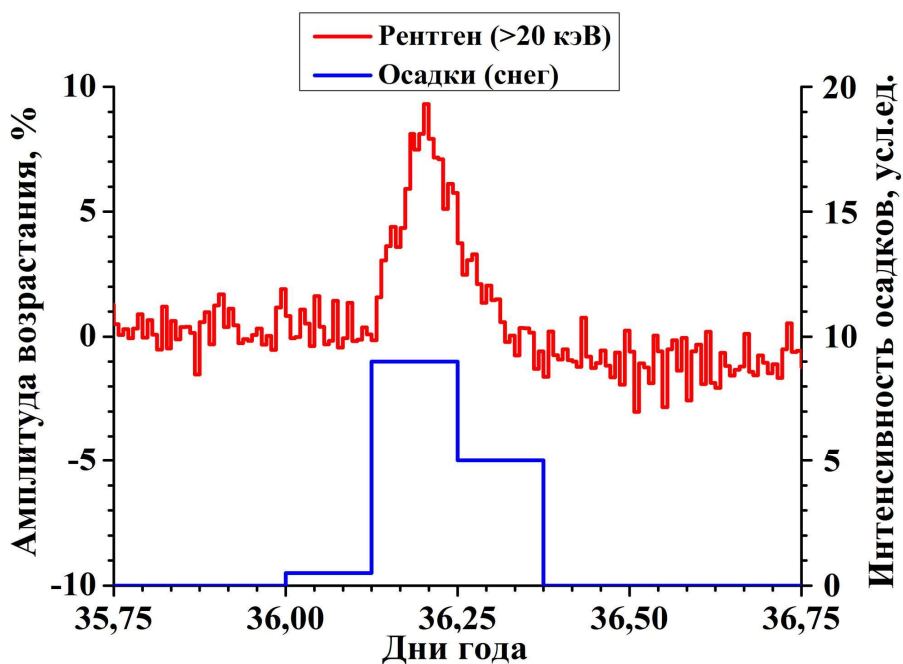


Рис. 2.2. Возрастание 5 февраля 2010 г., Баренцбург. Красной линией показаны вариации приземного гамма-фона (в процентах от фонового значения). Синей линией показаны вариации интенсивности осадков (в условных единицах).

На Рис. 2.3 представлено событие 30 июня 2015 года в Апатитах. Оно сопровождалось сильным ливнем около 2:00 часов при температуре воздуха около 15°C и при отсутствии ветра. Видна достаточно чёткая корреляция между количеством выпавших осадков и возникновением возрастания гамма-излучения.

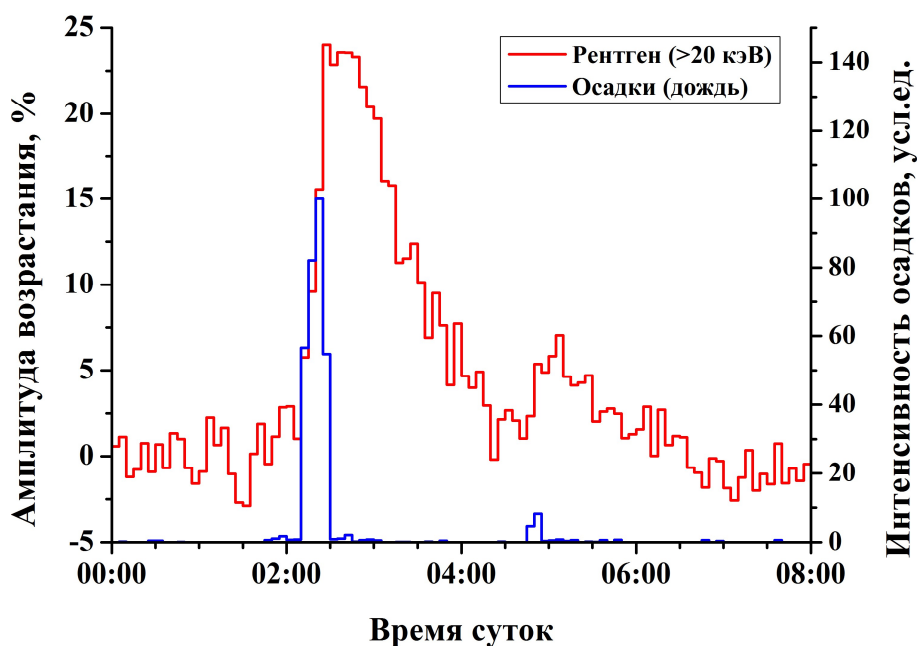


Рис. 2.3. Возрастание 30 июня 2015 г., Апатиты. Красной линией показаны вариации приземного гамма-фона (в процентах от фонового значения). Синей линией показаны вариации интенсивности осадков (в условных единицах).

На Рис. 2.4 представлено событие 30 октября 2010 года в Апатитах. Оно сопровождалось обильным снегопадом при температуре около -2°C и умеренным ветром. С пиком возрастания гамма-фона хорошо коррелирует меньший, завершающий пик осадков, когда ветер стих. Основной пик снегопада приходится на умеренный ветер, наличие которого привело к тому, что возрастание гамма-фона оказалось незначительным несмотря на очень интенсивные и продолжительные осадки.

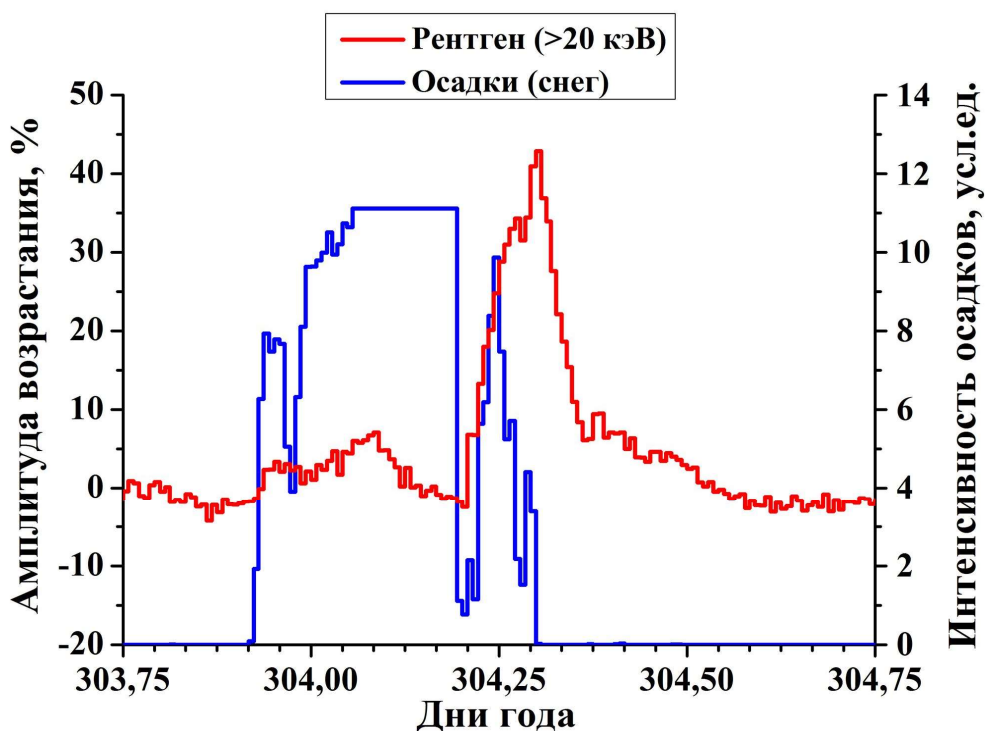


Рис. 2.4. Возрастание 30 октября 2010 г., Апатиты. Красной линией показаны вариации приземного гамма-фона (в процентах от фонового значения). Синей линией показаны вариации интенсивности осадков (в условных единицах).

2.3. Спектр фонового гамма-излучения. Годовая вариация

Прежде чем приступить к изучению возрастаний, необходимо исследовать фоновое излучение. Накоплена большая база данных за всё время работы установки (2009 – 2015 гг.), которая была проанализирована. Обнаружено, что в данных приземного гамма-фона присутствует годовая вариация большой амплитуды.

Спектр фонового гамма-излучения. Как было описано в Гл.1, на большом сцинтилляционном детекторе (СД) проводятся параллельно регистрация интегрального счёта по заданным энергетическим порогам и спектральные измерения гамма-излучения с помощью амплитудного анализатора. Диапазон измерений дифференциального спектра 0,2 – 5 МэВ, время экспозиции одного спектра — 30 мин. В спектре постоянно присутствует

слабовыраженная линия в районе 1,3 МэВ. Это следствие присутствия природного изотопа ^{40}K в материалах самого сцинтилляционного детектора. Однако, поскольку данная линия присутствует во всех измерениях, как фонового спектра, так и во время возрастания её в нашем исследовании можно игнорировать. За весь период измерений какие-либо иные характеристические линии элементов замечены не были. Спектр имеет степенную зависимость от энергии с показателем $\gamma_0 = -1,86$.

Отметим сразу, что все используемые ниже спектры исправлены на эффективность кристалла и учтено поглощение в материале крыши. Полученные спектры возрастания и фоновый спектр корректировались на поглощение рентгеновского излучения крышей (1.12) и чувствительность сцинтилляционного детектора (1.2) по формуле:

$$\tilde{F}(h\nu) = \frac{F(h\nu)}{R(h\nu) \cdot G(h\nu)} \quad (2.2)$$

где F — спектр, измеренный на детекторе, R — эффективность детектора (кристалла), G — поглощение в материале крыши. О вычислении зависимостей R и G говорилось в главе 1.

Спектр тормозного излучения в случае распространения в среде моноэнергичного пучка электронов (позитронов) имеет степенную форму с показателем $\gamma = -1$ (Гайтлер, 1956), а для случая распространения пучка электронов со спектром $I(E)$ спектр тормозного излучения выражается

$$G(E) = \int \frac{I(E)}{E} dE \quad (2.3)$$

где $G(E)$ — дифференциальный спектр тормозного излучения в результате прохождения пучка электронов со спектром $I(E)$. Экспериментально определив функцию $G(E)$, мы можем решить обратную задачу и найти спектр потока электронов, вызывающих наблюдаемое гамма-излучение. В случае степенной функциональной зависимости $G(E)$ из (2.3) можно легко найти $I(E)$, которое будет иметь вид:

$$I(E) \approx E^{\gamma_0} \quad (2.4)$$

Однако такое определение спектра электронов является лишь первым приближением, поскольку не учитывает того, что низкоэнергичные гамма-кванты могут образовываться не

только в тормозных процессах, но и в результате многократного рассеяния высокоэнергичных квантов на электронах (т.н. «комpton-эффект») (Гайтлер, 1956). Каков вклад этого процесса в общий поток квантов, неизвестно. Однако, не вызывает сомнений, что тормозное излучение является основной составляющей гамма-фона в приземном слое атмосферы, приходящего из верхней полусферы (Хаякава, 1974; Мурзин, 1988).

Тормозное излучение возникает в результате взаимодействия легких заряженных частиц (электронов и позитронов) с веществом (Гайтлер, 1956). Легкие заряженные частицы возникают глубоко в атмосфере в результате нескольких процессов (распад мюонов, генерация электрон-позитронных пар энергичными гамма-квантами, Комpton-эффект (Хаякава, 1974; Мурзин, 1988) и непосредственно связаны со вторичными космическими лучами. Фоновое гамма-излучение, приходящее из верхней полусферы, таким образом, имеет своим происхождением космические лучи, а не земную радиоактивность. Именно это показали измерения спектра.

Годовая вариация. В течение 6 лет измерений рентгеновского фона в приземном слое атмосферы наблюдалась годовая вариация счёта. Она наблюдается как в Апатитах, так и на станции в Баренцбурге (арх. Шпицберген). Вариации счёта обоих детекторов за 2009 – 14 гг представлены на рисунке 2.5. А на рисунке 2.6 показана среднегодовая вариация, вычисленная методом наложения эпох. Как видно из графика поток гамма-излучения увеличивается весной-летом, достигая максимума в июле-августе, и падает зимой, достигая минимума в марте (Апатиты) и в апреле-мае (Баренцбург). В Апатитах амплитуда годовой вариации составляет ~ 25 %, в то время как в Баренцбурге она ~ 50 %.

Отметим, что обе станции располагаются далеко от зон тектонических разломов, а Баренцбург находится еще и в зоне вечной мерзлоты. Эти факторы указывают, что выделение радона из почвы минимально или вообще отсутствует и, соответственно, не может служить причиной вариации.

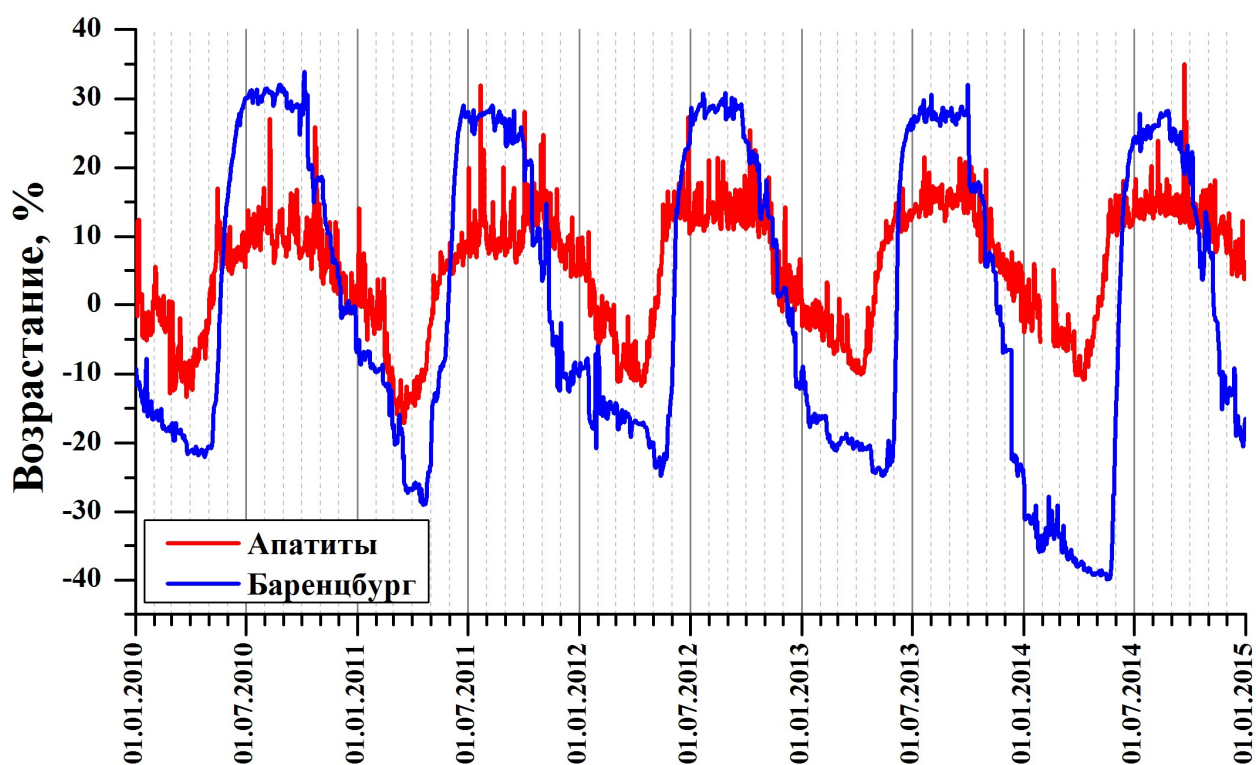


Рис. 2.5. Сравнение годовых вариаций счёта спектрометров в Апатитах (красная линия) и на станции Баренцбург (арх. Шпицберген) (синяя линия).

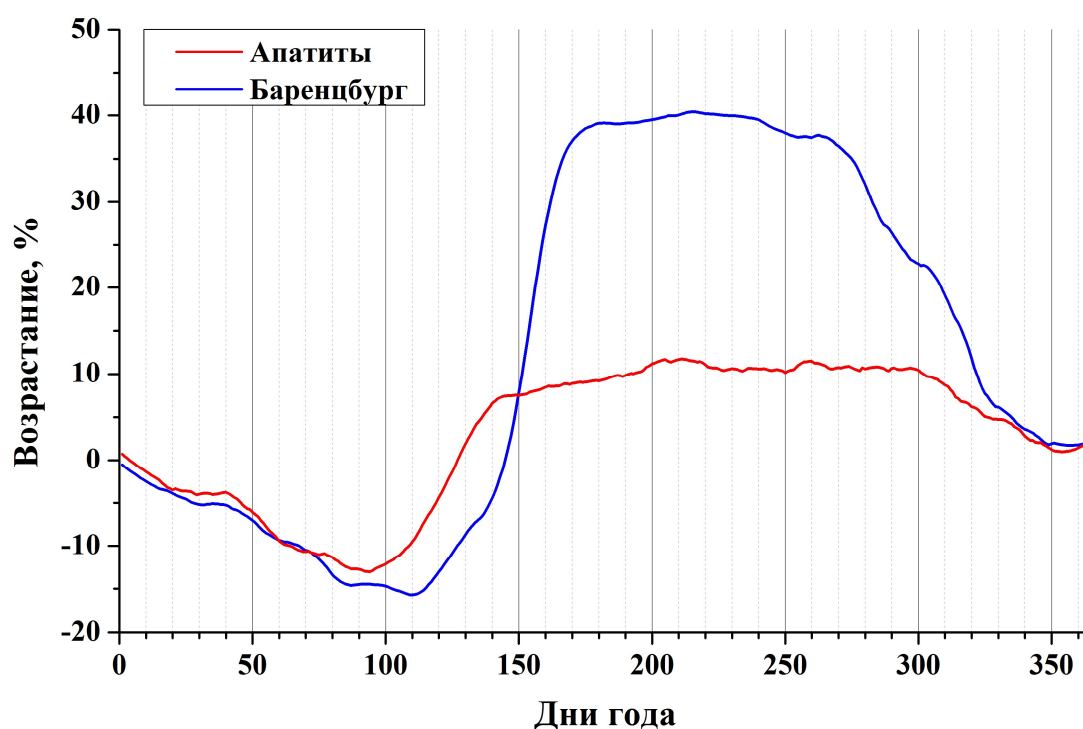


Рис.2.6. Среднегодовая вариация гамма-излучения в приземном слое атмосферы на станциях Апатиты и Баренцбург. Вариация имеет выраженный несимметричный характер: достаточно широкий плоский максимум на протяжении летнего периода и спад на протяжении осени-зимы с резким ростом в весенний период. При этом в Баренцбурге спад начинается раньше, а рост позже.

Наличие комплекса регистрации различных вторичных компонентов космических лучей позволяет исследовать годовые вариации во всех компонентах и сравнить их. На рисунке 2.7 показаны годовые вариации, полученные методом наложения эпох для ст. Апатиты для всех имеющихся детекторов. Годовая вариация на нейтронном мониторе (НМ) отсутствует, наблюдается убывающий тренд. Он связан с 11-летним циклом солнечной активности, минимум которой пройден в 2009 г. Других существенных вариаций на НМ не наблюдается. Именно так и должно быть, НМ имеет конструкцию, сводящую влияние локальных условий к минимуму. Поведение бессвинцовой секции нейтронного монитора (БСНМ) в целом совпадает с НМ (имеется спад, присутствуют такие же флуктуации), однако, каждый год в холодный сезон возникает провал счета БСНМ. С началом теплого сезона уровень возвращается к НМ. Это наглядное влияние на БСНМ местных условий и локальных параметров среды. В холодный период с появлением снежного покрова поток альбедных нейтронов из почвы уменьшается (снег — вещество с высоким содержанием протонов, что обеспечивает эффективное замедление нейтронов и меньший их выход в атмосферу) и БСНМ регистрирует только нейтроны, падающие из верхней полусферы, как и НМ. Отсутствие же влияния снега на НМ объясняется как раз наличием внешнего полиэтиленового слоя, обеспечивающим защиту НМ от альбедных нейтронов и других локальных причин.

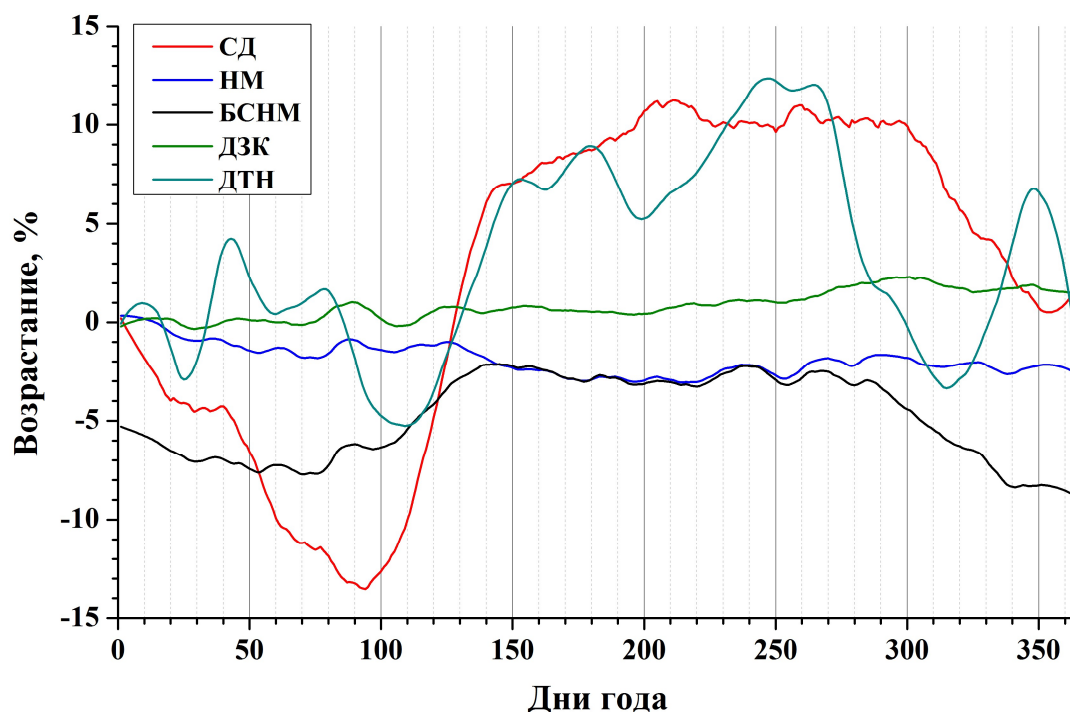


Рис.2.7. Среднегодовая вариация на всех имеющихся детекторах: сцинтилляционном гамма-детекторе (СД, красная линия), нейтронном мониторе (НМ, синяя линия), бессвинцовой секции нейтронного монитора (БСНМ, чёрная линия), детекторе заряженной компоненты (ДЗК, зелёная линия) и детекторе тепловых нейтронов (ДТН, тёмно-голубая линия).

Годовая вариация на детекторе тепловых нейтронов (ДТН) в целом повторяет БСНМ, имеет большую амплитуду, но подвержена другим дополнительным факторам, что

несколько маскирует годовую вариацию. Годовая вариация на детекторе заряженной компоненты (ДЗК), как и на НМ, отсутствует.

Примечательно, что профили годовой вариации сцинтилляционного детектора (СД) и БСНМ не просто совпадают по фазе, но практически полностью повторяют друг друга. У БСНМ в теплый период года наблюдается несколько скошенное плато. Скос его определяется тем же трендом, что и у НМ, а спад осенью-зимой и резкий подъем весной совпадают с СД. Еще один интересный результат исследований годовых вариаций показан на рисунке 2.8. На этом рисунке приведены профили годовых вариаций СД и БСНМ вместе с высотой снежного покрова. Начало спада совпадает с появлением снежного покрова и его нарастанием, резкий рост весной — с резким уменьшением снежного покрова.

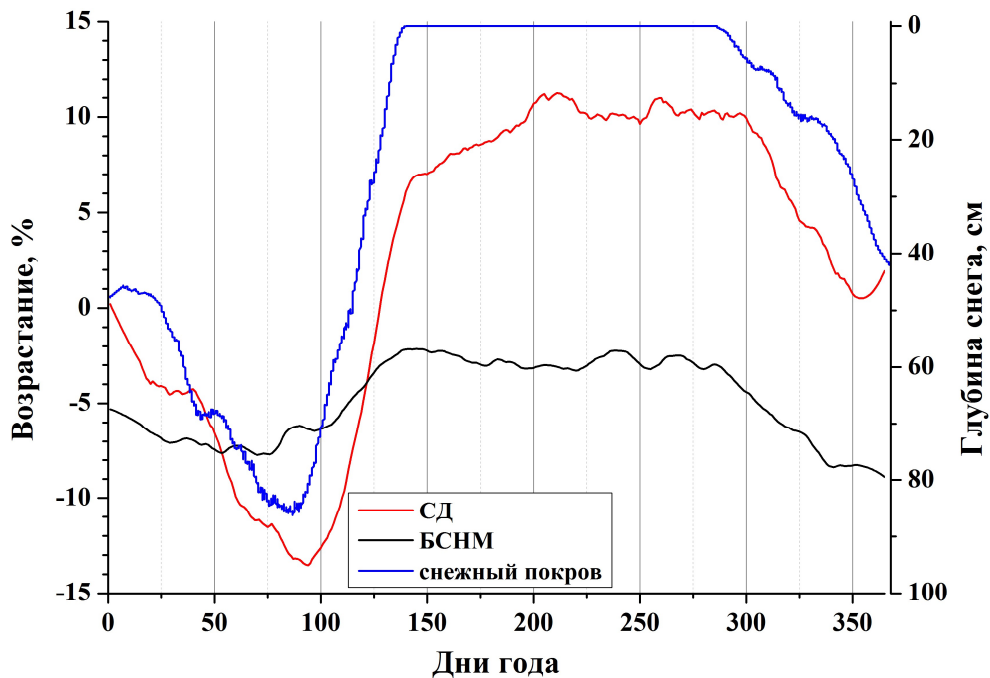


Рис. 2.8. Профили средних годовых вариаций на СД, БСНМ и высоты снежного покрова на ст. Апатиты. Для удобства восприятия связей между вариациями ось ОУ для снежного покрова направлена вниз.

Столь точное и явное совпадение профилей годовых вариаций на двух различных детекторах указывает общую причину, влияющую на эти компоненты вторичных космических лучей. Такие большие годовые вариации трудно объяснить вариациями температуры атмосферы. Предположительно, природа этой вариации та же, что и возрастаний — электрическое поле. Только для годовой вариации это будет глобальное электрическое поле в атмосфере. Однако для полного выяснения этой связи требуются дальнейшие и более полные и комплексные исследования не только космических лучей, но и атмосферных процессов.

2.4. Особенности событий возрастных гамма-фона.

Хотя возрастания потока мюонов и гамма-квантов во время гроз отмечены многими исследователями (Хаердинов 2006; Лидванский, Хаердинов 2007; de Mendonca et al., 2011;), необходимо было убедиться, что наблюдаемое возрастание не связано с выпадением вместе с осадками каких-либо радиоактивных веществ естественного (например, ^7Be) или антропогенного происхождения. Ведь в полярном регионе грозы случаются редко, тем более их не бывает зимой. Тогда как события возрастных наблюдаются круглый год. Кроме того, необходимо было уточнить состав излучения при возрастаниях, поскольку СД эффективно принимает гамма-кванты и заряженные частицы. Для этого были проведены несколько экспериментов на установке в Апатитах.

Отсутствие радиоактивного загрязнения в осадках. Во время сильного дождя, сопровождавшегося возрастанием гамма-фона более 20 %, была собрана дождевая вода объемом 5 л. Затем сразу же (не более 10 минут) пластиковая емкость с этой водой помещена над вторым детектором внутри обложенной свинцом полости. Если наблюдаемое возрастание связано с наличием в осадках радионуклидов, детектор внутри свинца, защищенный от внешнего излучения, в этом случае показал бы возрастание.

Накрытый свинцом детектор не отметил никакого возрастания радиации. Что однозначно указывает на отсутствие каких-либо радионуклидов любого происхождения (антропогенного или естественного) в собранной дождевой воде. Собранный объем соответствует объему капель, содержащихся во время дождя в конусе с углом при вершине в 120 градусов и высотой 130 м (Матвеев, 1984). Поскольку пробег квантов с энергиями 20 – 100 кэВ составляет десятки метров, можно считать, что такого объема воды достаточно, чтобы уверенно делать заключение об отсутствии загрязнений в осадках.

Кроме того, хорошее доказательство отсутствия радионуклидов в осадках можно получить и из анализа событий. На рис. 2.9 приведено событие от 05.04.2012.

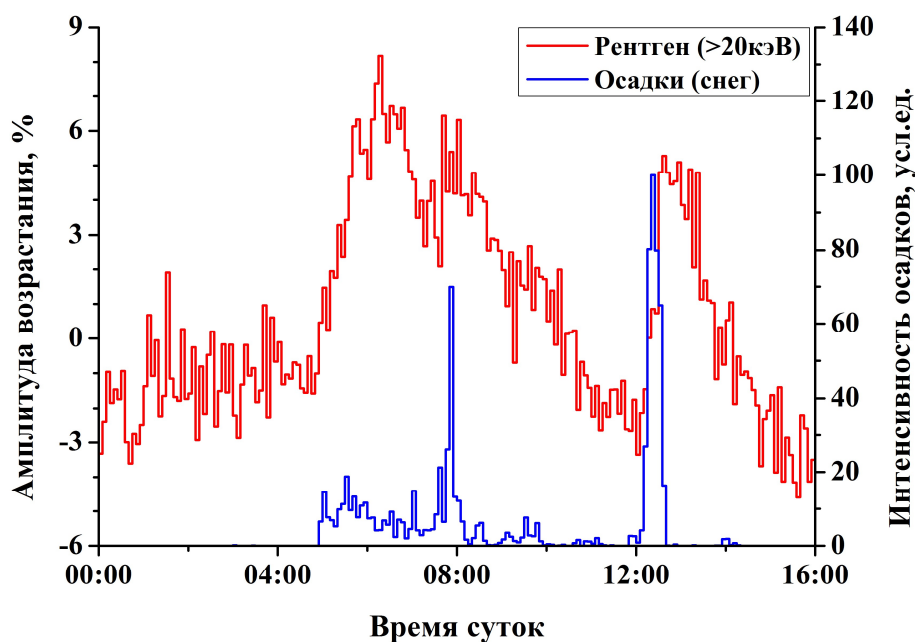


Рис.2.9. Событие 05.04.2012. Случай снежных зарядов. В абсолютном значении осадков выпадает при заряде немного, 1 – 1,5 см снега (~ 1 мм воды), но интенсивность в пике заряда существенная. Разница в пиках на графике чисто внешняя: датчик осадков реагирует на величину рассеянного снежинками ИК-излучения. Форма снежинок разная — разное отражение, разная амплитуда сигнала.

05.04.12 стояла ясная погода, слабая высокая облачность/дымка, солнце просвечивало сквозь нее. Но временами набегали низкие тучи и в течение ~ 0,5 часа длилась интенсивная метель. Затем снова небо очищалось, выглядывало солнце. Температура в течение дня держалась в пределах -15...-10°C. Для Апатитов начало апреля — это еще зима, снежный покров на земле достиг максимума, снег лежит на крыше толстым плотным (в 40 – 50 см) слоем. И вот в таких условиях поверх слежавшегося снега ложится свежий и рыхлый толщиной 1 – 2 см. Он не в состоянии своей малой толщиной повлиять (рассеивать или экранировать) на существующие поля излучений. На графике явно видна реакция рентгеновского излучения (и атмосферы) на каждое такое воздействие. По третьему заряду можно с неплохой точностью определить время спада возрастания. Если бы возрастание вызывалось радионуклидами, то спад был бы временем жизни этого радионуклида, равным ~100 мин. Столь короткоживущий радионуклид должен образовываться недалеко от места наблюдений, иначе он распадется во время переноса. С учетом средней скорости переноса облаками (Матвеев, 1984), это не может быть далее 50 – 100 км. Однако такие же возрастания наблюдаются в Баренцбурге на Шпицбергене. Архипелаг удален от всех населенных пунктов на тысячу км, а на самом архипелаге в данный момент нет никаких производств, и он практически не населен (полторы тысячи человек населения в двух поселках: Баренцбург и норвежский Лонгйирбюен). Следовательно, даже из анализа профилей можно заключить, что причина возрастаний не радионуклиды в осадках.

Для более тщательного анализа нами были собраны несколько образцов осадков в виде дождя и снега во время нескольких событий и отданы на анализ в радиохимическую лабораторию ИХТРЭМС (Учреждение Российской Академии наук Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья им. И.В. Тананаева). Эта лаборатория выполняет регулярные замеры содержания радионуклидов естественного и антропогенного происхождения в течение многих лет. По результатам их анализа были выявлены следовые количества изотопов Th-232 и U-238, следы их распада (Ra-226, Pb-212,214, Bi-212,214), K-40, Be-7 и следовые количества антропогенного радионуклида Cs-137. Однако количество самих радиоактивных изотопов в осадках было даже ниже, чем допустимые нормы в питьевой воде, и они не могли вызывать какое-либо заметное возрастание.

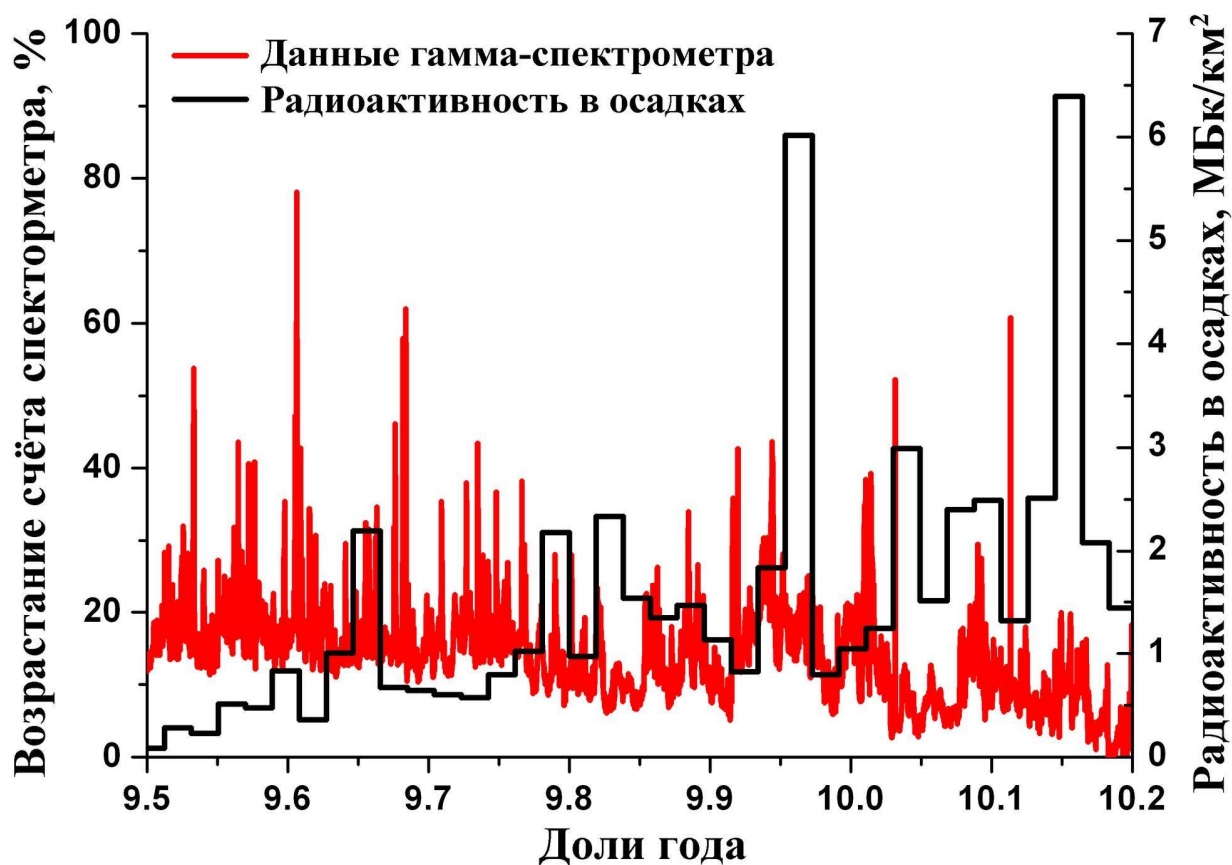


Рис. 2.10. Сравнение данных мониторинга радиационной обстановки (чёрная линия) за период с июня 2009 по март 2010 года с данными сцинтилляционного детектора в Апатитах (красная линия). Корреляция отсутствует. Пик радиоактивности в осадках, обнаруженный в конце 2009, пришелся на период, когда никаких возрастаний на детекторах не отмечено. В то же время события в июле-августе 2009 пришлись на очень низкую радиоактивность осадков.

Также нам были предоставлены данные мониторинга радиационной обстановки. На рисунке 2.10 показано сравнение этих данных за период с июня 2009 по март 2010 года с данными нашего основного сцинтилляционного детектора в Апатитах. Черной линией

обозначены данные недельных измерений радиохимической лаборатории, красной линией — счёт детектора. Не видно никакой корреляции между этими данными.

Отсутствие заряженной компоненты.

В контейнере рядом с СД размещен детектор заряженной компоненты (ДЗК) радиации, также подключенный к системе регистрации. Известно, что эффективность этих счетчиков к заряженной компоненте излучения на два порядка выше, чем к гамма-квантам. Следовательно, наблюдая радиационный фон с двумя разными детекторами, чувствительными к различным видам излучения, мы можем определить состав. Сцинтилляционный детектор чувствителен как к электромагнитной части излучения, так и к заряженной, ДЗК — только к заряженной. На рис. 2.11 приведен пример совместной регистрации двумя этими детекторами. Возрастание приводится в процентах от среднего уровня.

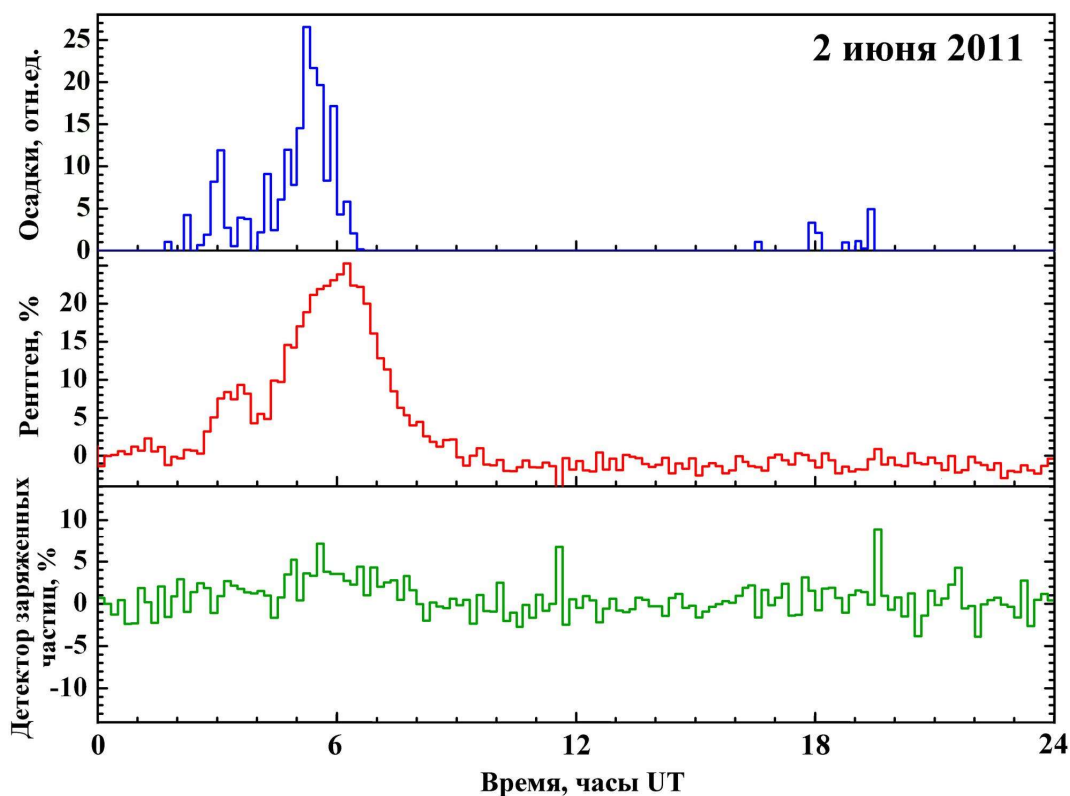


Рис.2.11. Как видно из графиков, во время сильного дождя наблюдается возрастание гамма-фона до 30 %, в то время как в канале регистрации электронов и мюонов возрастания практически нет.

Спектральные характеристики возрастания.

Как показали непрерывные измерения дифференциального спектра гамма-излучения, он не меняет своей степенной формы во время событий, каких-либо характеристических линий не появляется, но значения γ немного изменяются (менее 5 %) в сторону уменьшения

показателя. Следовательно, во время событий происходит увеличение потока мягких гамма-квантов без изменения формы спектра; излучение остается тормозным по природе. Этот вывод основывается на измерениях спектров во всех событиях, а не в отдельно отобранных. Однако, после 3 МэВ точности измерений недостаточно, чтобы делать заключение о верхней границе различия спектров. Если же исходить из аппроксимаций степенными функциями, то поток, который добавляется к фоновому и вызывает событие возрастания, имеет верхним пределом значение 3 – 5 МэВ. Другими словами, событие возрастания формируется мягкими гамма-квантами до 5 МэВ.

Выясненные в этом разделе особенности исследуемого излучения (отсутствие радионуклидов, незначительность эффекта в заряженной компоненте, сохранение формы спектра) задают направление, в котором следует искать физические механизмы генерации возрастаний.

2.5. Временная связь между осадками и возрастаниями

Факт возрастания естественного гамма-фона, связанного с осадками, не вызывает сомнений, однако, временные характеристики этой связи неизвестны. Особенно интересны фазы роста и спада. Для проведения такого исследования автором на основе метода наложения эпох была разработана специальная методика. Из тысячи событий возрастания, зарегистрированных с начала работы системы, были отобраны 93 коротких (не более 3 – 4 часов) события. Отбор только коротких событий связан с тем, что в длительных событиях либо присутствует несколько случайным образом расположенных максимумов, соответствующих усилению дождя/снега, либо максимум слишком растянут. Методом наложения эпох получен средний профиль возрастания и сопровождающих его осадков. Максимум осадков принимался в качестве реперной точки. Результат показан на рис. 2.12. Во-первых, уверенно определяется временной промежуток между максимумами осадков и потока гамма-излучения (ГИ), составляющий 30 – 40 мин. Во-вторых, средний профиль осадков симметричен относительно своего максимума, в то время как профиль ГИ показывает существенную асимметрию: крутой передний фронт и медленный спад с характерным временем ~ 100 мин. В-третьих, максимум осадков приходится на максимальный рост ГИ. В общем, картина предстает следующая: осадки являются воздействующим активным фактором, а система, производящая фоновый поток ГИ, «реагирует» на это воздействие. Причем, воздействие является «ударным», т.е. коротким по сравнению с релаксационным процессом в системе. Кстати, на рис. 2.9 приведен пример реального возрастания с подобными профилями, хотя точность в единичном событии невелика.

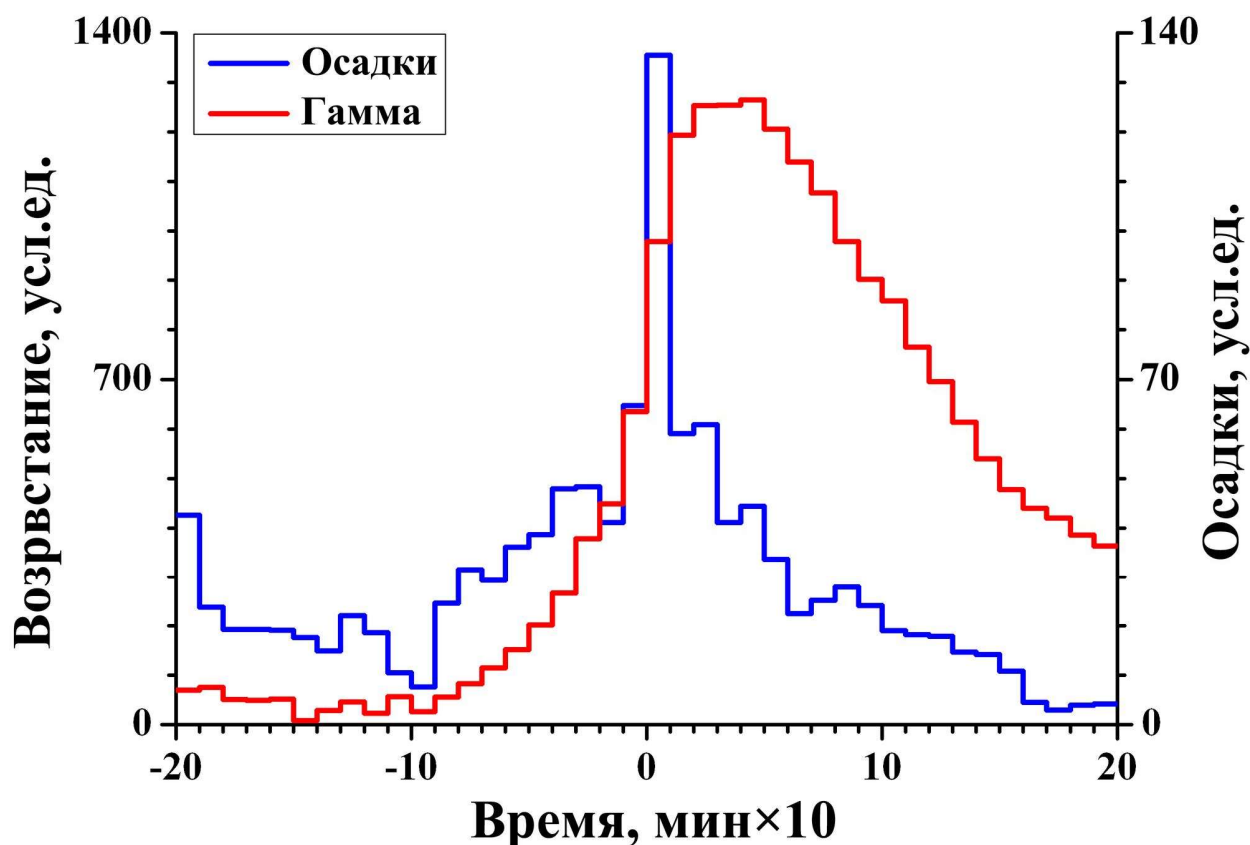


Рис.2.12. Средние профили осадков и возрастания ГИ.

2.6. Эффект от возрастаний гамма-фона в других компонентах излучений

Хотя возрастания естественного гамма-фона, связанные с осадками, явно не проявляются в других компонентах вторичных космических лучей, благодаря созданной комплексной установке имеется возможность изучить тонкие эффекты от осадков в других компонентах, которые обычно теряются на фоне флуктуаций.

Автором была создана оригинальная методика на основе метода наложения эпох. Реперной точкой служил максимум возрастания интенсивности рентгеновского излучения, а рассматриваемый временной интервал составлял ± 12 часов от реперной точки. Были отобраны события длительностью не более 6 часов и амплитудой возрастания не менее 15 %. Отбор только коротких событий связан с тем, что в длительных событиях присутствует несколько случайным образом расположенных максимумов, соответствующих усилению выпадения осадков, а нам требуется один четкий максимум. Отбор по амплитуде введен, чтобы исключить малые возрастания, которые могут не содержать эффекта в других компонентах. Таких событий оказалось более сотни. Результат показан на рис. 2.13. Как видно из него, вариации, синхронные с возрастаниями, действительно присутствуют в других компонентах.

Они малы, и только благодаря увеличению точности и наличию ясного репера (максимум возрастания гамма-излучения) их удалось выявить. Рассмотрим их подробнее.

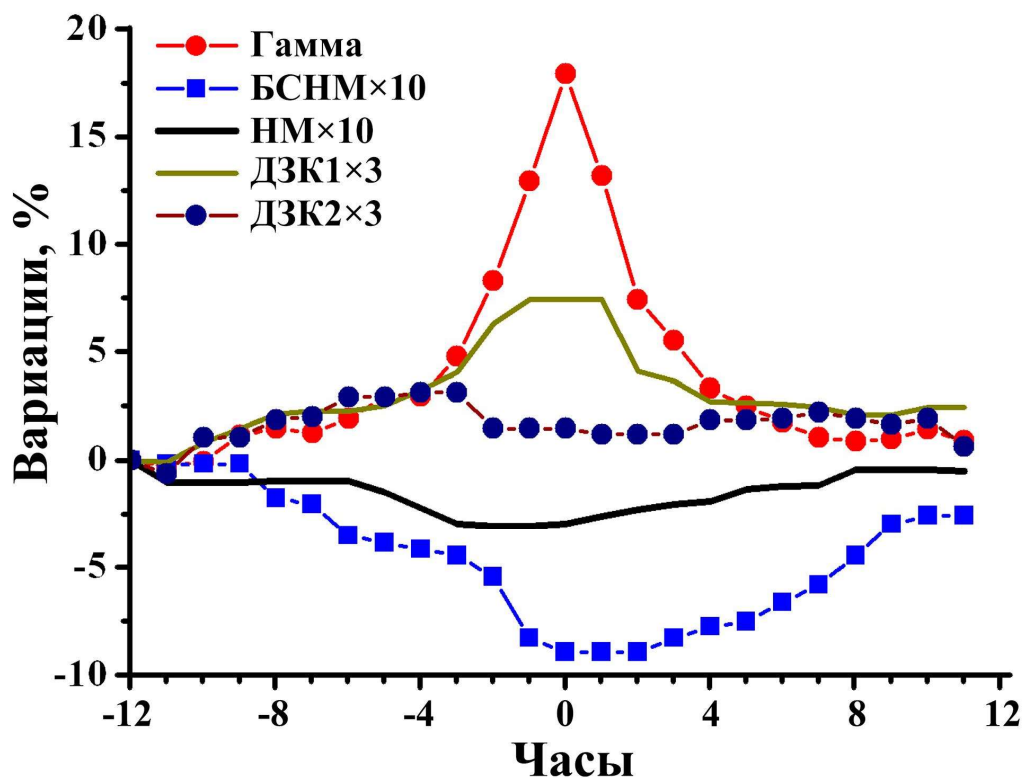


Рис.2.13. Вариации в других компонентах, совпадающие с возрастанием гамма-излучения. Расшифровка обозначений приведена ранее. Множители показывают, во сколько раз увеличен масштаб данного профиля.

Известно, что нейтронный монитор чувствителен к наличию дополнительного вещества над ним: увеличение массы вещества над монитором на 1 г/см^2 приводит к уменьшению счёта на 0,72 % (Дорман, 1972). Практически все события возрастания счёта на сцинтилляционном детекторе сопровождаются сплошной низкой облачностью с дождём, что фактически является введением дополнительного вещества над нейтронным монитором.

Скорость падения капель воды зависит от их линейных размеров — диаметра и отношения вертикального размера капли к горизонтальному. На основе анализа экспериментальных данных были выведены следующие формулы для вычисления скорости (Матвеев, 1984):

$$V_S = 8,03 \cdot 10^{-3} r_3 + 0,013 \text{ при } 200 \text{ мкм} \leq r_3 \leq 500 \text{ мкм}, \quad (2.5)$$

$$V_S = 3,67 \cdot 10^{-10} r_3 - 3,27 \cdot 10^{-6} r_3^2 + 9,57 \cdot 10^{-3} r_3 + 0,121 \text{ при } r_3 > 500 \text{ мкм}. \quad (2.6)$$

где r_3 — диаметр капель воды в микрометрах, V_S — скорость падения капель в м/с. Ошибка расчёта V_S по этим формулам не превышает 3,7 %.

Высота нижней кромки дождевых облаков составляет от 300 до 1000 метров. Толщина облаков зависит от их типа и может варьироваться в пределах 500 – 1000 метров для слоисто-дождевых облаков, которые в основном наблюдаются в северных широтах во время дождя. Примем, что высота дождевого столба (H) равна высоте нижней кромки облаков.

Масса дополнительного вещества, вносимого дождевыми каплями в воздухе, находится по формуле:

$$D = \frac{W}{V} \cdot H \cdot \rho_B \quad (2.7)$$

где W — интенсивность осадков, см/с; V — скорость падения капель дождя, км/ч; H — высота дождевого столба, км; ρ_B — плотность воды, г/см³.

Скорость капель составляет 1 – 5 м/с, в среднем 7 км/ч (Матвеев, 1984). Во время умеренной силы дождя интенсивность осадков (W) составляет около 5 мм/ч. При характерной высоте столба дождя (H) равной 1 км, в воздухе во время дождя находится около 0,7 мм осадков, что составляет по выражению (2.2) около 0,07 г/см².

Водность дождевых облаков зависит от многих факторов и может достигать 4 г/м³. При толщине облака в 0,5 км, количество воды в нём составляет около 0,3 г/см².

Таким образом, основная масса воды во время дождя находится в облаке, а суммарная масса дополнительного вещества над монитором во время дождя составляет около 0,4 г/см², что и объясняет просадку в счёте нейтронного монитора в такие моменты примерно на 0,3 %. Как видим, оценки эффекта на НМ от дождя соответствуют полученным результатам. Такую малую вариацию на НМ трудно заметить на фоне различных флуктуаций, однако, благодаря разработанному методу и наличия репера в виде датчика осадков ее удалось выделить.

Эффект от дождя на БСНМ больше примерно в 2 – 2,5 раза. По-видимому, это связано с тем, что во время дождя в окружающей среде увеличивается содержание атомов водорода — эффективного замедлителя нейтронов, а БСНМ регистрирует нейтроны умеренных энергий, количество которых при этом убывает. Т.е. к ослаблению за счет появления дополнительного вещества над БСНМ добавляется эффект «ухода» нейтронов в другую часть спектра.

Интересно отметить, что провал счёта на НМ наступает раньше, чем на БСНМ. На БСНМ провал двухступенчатый. Сначала наблюдается аналогичный провалу на НМ и почти такой же по амплитуде, а затем, при максимуме возрастания, второй провал. Обычно

появление слоисто-дождевых облаков опережает начало дождя, т.е. появление дополнительного вещества над НМ происходит раньше, чем начинается дождь. Выше мы определили, что основная масса дополнительного вещества находится не в самом дожде, а в облаке, следовательно, НМ должен реагировать раньше — это и наблюдается. На БСНМ сказывается не только появление дополнительного вещества, но и увеличение содержания атомом водорода в среде, т.е. с началом дождя должен наступить второй провал, что как раз и наблюдается.

На рис.2.11, где демонстрировалось отсутствие возрастания потока заряженных частиц при возрастании гамма-фона, имеется некоторое очень малое возрастание, которое невозможно с достаточной точностью измерить по причине флуктуаций. Применение нашего метода позволило повысить точность и уверенно сказать, что малый эффект от событий имеется и в заряженной компоненте. Причем, эффект положительный: возрастание гамма-фона сопровождается малым возрастанием в заряженной компоненте — около 2 %. Как приводилось в Гл.1, эффективность счетчиков Гейгера к гамма-квантам составляет 0,01, и при возрастании гамма-фона на 20 % мы бы наблюдали эффект на ДЗК в 0,2 %. В действительности же он на порядок больше, следовательно, возрастания гамма-фона действительно сопровождаются малыми возрастаниями и в заряженной компоненте.

2.7 Измерение спектров гамма-излучения при возрастании

Измерения спектра проводятся непрерывно. Время накопления одного дифференциального спектра составляет 30 минут, энергетический диапазон 0,2 – 5 МэВ. Подробное описание дано в Гл.1. Длительность в 30 мин выбрана как компромисс — с увеличением времени накопления точность измерения спектра растет, однако, длительность самых коротких возрастаний составляет ~ 2 ч, следовательно, время сбора одного спектра нужно задать в несколько раз меньше.

Дифференциальный спектр ГИ в ясную погоду (спектр фона) имеет степенную форму с показателем $\gamma \approx -1,86$. Также, на рисунке видно, что в спектре присутствует небольшая характеристическая линия ^{40}K с максимумом на ~ 1300 кэВ, о чем говорилось выше. Если исключить её из рассмотрения, то спектры гамма-излучения хорошо аппроксимируются степенными функциями (рисунок 2.14 б).

Дифференциальный спектр во время возрастаний является суммой спектров фона и дополнительного излучения, накладывающегося на фон, и соответственно, можно получить определить дифференциальный спектр дополнительного излучения (ДСДИ). На рис.2.14 а показаны профили потока ГИ и мюонов во время осадков и дифференциальные спектры ГИ

перед возрастанием (фон) и в максимуме возрастания. ДСДИ получается, как разность между спектрами 2 и 1 на рис.2.14 б. Для данного события ДСДИ показан на врезке рис.2.41 б. Форма ДСДИ имеет экспоненциальную форму и верхний предел ~ 3 МэВ. Причем, в ДСДИ линия ^{40}K отсутствует, что указывает на ее естественное происхождение, не связанное с наблюдаемым эффектом. Запишем эти зависимости:

$$\begin{cases} I_b(E) \sim J_0 E^\gamma \\ I_{in}(E) \sim J_1 \exp(-E/E_0) \end{cases} \quad (2.9)$$

где $I_b(E)$ — аппроксимирующая функция дифференциального спектра фона, E — энергия гамма-кванта, γ — показатель спектра, $I_{in}(E)$ — аппроксимирующая функция ДСДИ, J_0 и J_1 — интенсивности потоков, E_0 — характеристическая энергия.

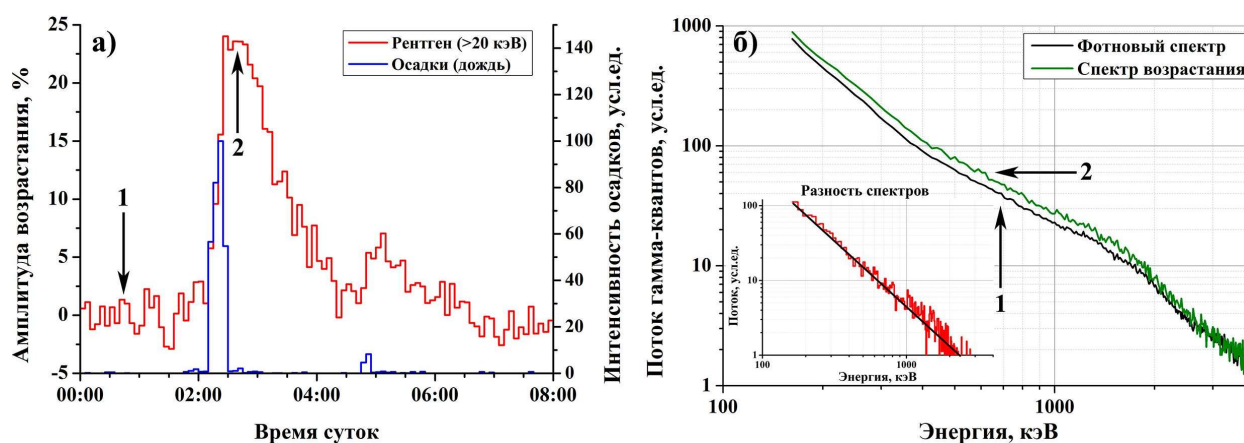


Рис.2.14. а Типичные профили ГИ (красная линия) и осадков (синяя линия). Стрелками с цифрами отмечены моменты измерения спектров. **б** Дифференциальные спектры ГИ перед возрастанием (в момент 1, чёрная линия) и в его максимуме (момент 2, зелёная линия). На врезке показан спектр ДСДИ в момент 2, т.е. разность между спектром 2 и 1.; красная линия — данные измерений, черная — его аппроксимация экспонентой.

За один теплый сезон могут быть зарегистрированы десятки возрастаний с амплитудой более 5%. Для каждого из них около максимума определялся ДСДИ и вычислялась аппроксимирующая функция вида по (2.9). На основе полученных результатов проведено исследование связи параметров экспоненциального спектра ДСДИ с амплитудой возрастания, показанное на рис.2.15. Прослеживается линейная зависимость параметров J_1 и E_0 от амплитуды.

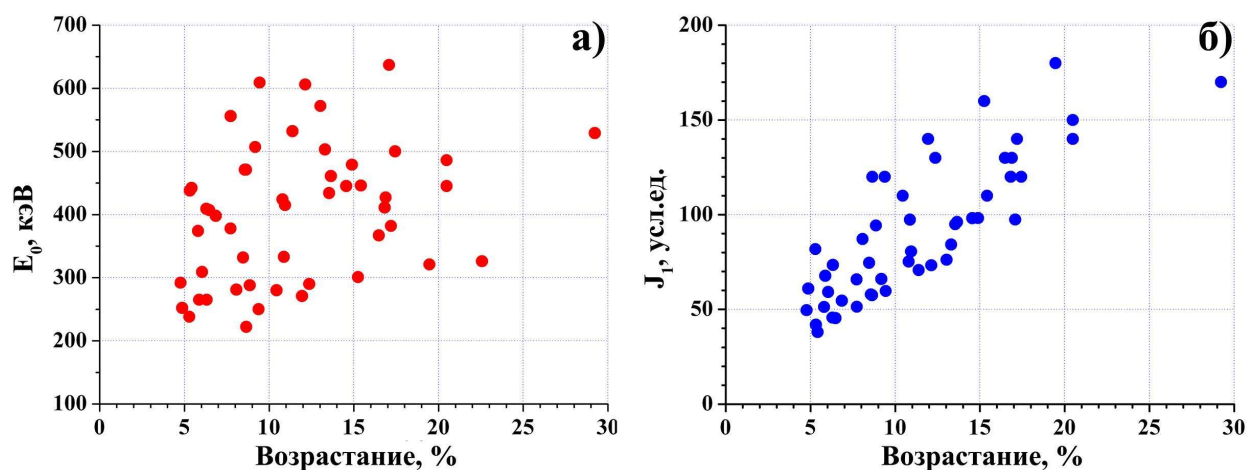


Рис.2.15. Зависимости E_0 (а) и J_1 (б) ДСДИ от амплитуды возрастания.

2.8 Вероятная причина происхождения дополнительного излучения, вызывающего возрастания

В результате проведенных экспериментов, мы можем уверенно говорить о том, что данное излучение состоит из гамма-квантов, не содержит заметной заряженной компоненты, не вызывается радиоактивными примесями в осадках или радиоактивными газами в атмосфере, рождается в приземном слое атмосферы не выше 1 км. Последнее заключение основывается на том, что пробег в атмосфере гамма-квантов с энергией 1 МэВ составляет ~ 150 м, (Широков, Юдин, 1980) а с энергией 100 кэВ — десятки метров. Кванты, родившиеся высоко в атмосфере (несколько км) не могут достичь поверхности земли. Также было показано, что наблюдаемые нами возрастания явно связаны с процессами в низкорасположенных дождевых или снеговых облаках. Таким образом, мы предполагаем, что единственным возможным источником гамма-излучения может быть тормозное рентгеновское излучение, производимое вторичными электронами космических лучей, получающими дополнительное ускорение в электрическом поле низкорасположенных дождевых облаков.

В приземном слое атмосферы напряжённость электрического поля в спокойную погоду составляет примерно 130 В/м (Кузнецов, 2012). В дождевых облаках напряжённость электрического поля намного выше и может достигать киловольт и даже десятков киловольт на метр (Rust, Trapp, 2002). Такого электрического поля, конечно, недостаточно, чтобы ускорять тепловые электроны до энергий достаточных для производства тормозного рентгеновского излучения, поскольку энергетические потери электронов в воздухе составляют около 220 кэВ/м (Гайтлер, 1954; Gurevich, et al., 1992). Для ускорения свободных электронов и создания пробоя на убегающих электронах необходимо наличие

электрического поля, которое должно иметь напряжённость не менее 216 кВ/м (Гуревич, Зыбин, 2001).

Но в том случае, если в облаке уже присутствуют вторичные электроны высоких энергий, электрическое поле облака может дополнительно их ускорить. Распад мюонов, Оже-электроны, электрон-позитронные пары, генерируемые энергичными гамма-квантами, создают в атмосфере поток энергичных электронов. Например, при распаде мюона электрон в среднем получает 1/3 полной энергии мюона (Хаякава, 1974; Мурзин, 1988); и даже покоящийся мюон производит электрон с энергией ~40 МэВ. Эти электроны во время движения в атмосфере теряют энергию на ионизацию и тормозное излучение. Двигаясь в электрическом поле облака, такие электроны приобретут дополнительную энергию согласно

$$\Delta E = e \cdot \varepsilon \cdot dX \quad (2.10)$$

где e — заряд электрона, ε — напряженность электрического поля, dX — расстояние, пройденное электроном до его остановки. Эта дополнительная энергия ΔE также будет потрачена электроном на ионизационные потери и тормозное излучение. Последнее обнаруживается как возрастание рентгеновского излучения в приземном слое. Этот эффект — набор дополнительной энергии легкой энергичной частицей в электрическом поле облака в процессе ее движения — мы называем дополнительным ускорением, доускорением. При этом напряженность поля может быть много меньше той, что требуется для создания эффекта убегающих электронов.

Например, пробег энергичных электронов, рождающихся при распаде мюонов в нижней атмосфере, составляет около 300 м (Хаякава, 1974). Задав электрическое поле в 1 кВ/м, по (2.10) получим, что электрон, двигаясь вдоль поля, до своей остановки приобретет дополнительно 300 кэВ. При 10 кВ/м это составит 3 МэВ. Согласно (Rust, Trapp, 2002), электрические поля до 10 кВ/м в дождевых облаках типичны. Конечно, не вся дополнительная энергия переходит в излучение, часть ее тратится на нерадиационные потери, однако, сами порядки величин согласуются с тем, что было обнаружено в эксперименте (характеристическая энергия E_0 составляет 300 – 600 кэВ, см. рис. 2.15 а).

Предложенная гипотеза генерации возрастных не противоречит наблюдаемым особенностям этих событий. Ранее упоминалось, что возрастные отсутствуют или не превышают установленного порога в 5 % при сильном ветре несмотря на то, что интенсивность осадков может быть очень большой. Сильный ветер и сопровождающая его турбулентность (Матвеев, 1984) перемешивают облачный слой и пространственное разделение зарядов в облаке уменьшается. Соответственно, уменьшается и напряженность

электрического поля. Высокая нижняя граница дождевой облачности (выше 600 м) также должна уменьшать амплитуду возрастания. Причина в том, что пробег гамма-квантов с энергиями в сотни кэВ в воздухе составляет 100 – 200 м, и гамма-кванты, возникающие в высоко расположенном дождевом облаке, просто не доходят до земли.

Именно поэтому немногочисленные ливни с грозами, случающиеся летом в Апатитах, примерно в половине случаев не дают возрастания. Грозы нередко сопровождаются шквалистым ветром, и грозовая облачность располагается выше (gr5.ru).

Немногочисленные (~ 3 % случаев) события возрастаний гамма-фона, не сопровождающиеся осадками, происходили при морозных туманах и дымках при низкой температуре (ниже -20°C). Поскольку такие события лишь в максимуме немного превосходят порог в 5 % (амплитуда 6 – 8 %), а рост у них очень медленный (до полусуток), то такие события из анализа были исключены. Присутствие в туманах сильных электрических полей — известный факт (Шишкин, 1964; Chalmers, 1974). Особенно сильные поля образуются при вымораживании воздуха и выпадении из воздуха кристалликов льда, поскольку последние от трения о воздух электризуются (Шишкин, 1964). Как видим, случаи, не включенные в наше рассмотрение, тоже укладываются в общую схему и могут быть объяснены в рамках одного эффекта электрических полей.

2.9 Теоретический анализ влияния электрического поля облаков на ускорение электронов

Вероятным источником таких фотонов является тормозное рентгеновское излучение, производимое вторичными электронами от космических лучей, доускоренными в дождевых или снеговых облаках. Вблизи поверхности земли напряжённость электрического поля составляет около 100 В/м. В дождевых облаках напряжённость электрического поля намного выше и может достигать нескольких киловольт на метр и даже десятков киловольт на метр (Rust, Trapp, 2002).

Интенсивность потока регистрируемых фотонов определяется генерацией энергичными электронами и позитронами тормозного рентгеновского излучения и обратным процессом рассеяния и поглощения гамма-квантов в воздухе, а также рождением пар. В данном случае не рассматриваем генерацию высокоэнергичных гамма-квантов при распаде нейтральных пионов и каонов, поскольку это другой энергетический диапазон. Проходя через атмосферу, поток электронов теряет энергию в процессе радиационных и ионизационных потерь. В исследуемой нами области основной вклад в потери энергии даёт процесс ионизационных потерь, однако, радиационные потери тоже значительны, ими

нельзя пренебрегать. Процесс радиационных потерь становится существенным только в области намного более высоких энергий (Lazutuin, 1986; Гайтлер, 1956).

На основе данных предположений о природе происхождения рентгеновского излучения, мы попытались смоделировать наблюдаемые спектры излучения.

Число фотонов с энергией $h\nu$ в интервале $d(h\nu)$, рождённое электроном с энергией E при изменении её на dE на расстоянии dx , равно

$$dN(h\nu, E) = \frac{d\sigma(h\nu, E)}{d(h\nu)} d(h\nu) \cdot N \frac{dx}{dE} dE, \quad (2.11)$$

где $\frac{d\sigma(h\nu, E)}{d(h\nu)}$ — дифференциальное сечение тормозного излучения; N — плотность атомов вещества.

Полное число фотонов с энергией $h\nu$ в интервале $d(h\nu)$, рождённое электроном с начальной энергией E^0 равно:

$$\frac{dN(h\nu, E^0)}{d(h\nu)} = \int_{h\nu}^{E^0} \frac{d\sigma(h\nu, E)}{d(h\nu)} \cdot \frac{N}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)} dE, \quad (\text{при } E > h\nu) \quad (2.12)$$

Для всех энергий электронов $E < 30$ МэВ величина $(-dE/dx)$ в формуле (2.12) будет в основном определяться ионизационными потерями. Выражение для них (Сегре, 1955):

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{2ne^4N}{E} \cdot z \cdot \left(\ln \frac{E}{\sqrt{2} \cdot I} + \frac{1}{2}\right). \quad (2.13)$$

здесь I — потенциал ионизации; z — средний заряд ядра. Для воздуха $I = 80,5$ эВ, $z = 7,22$.

Интегрируя выражение по спектру электронов, имеем:

$$\frac{dN(h\nu)}{d(h\nu)} = \int_{h\nu}^{\infty} \frac{dN(h\nu, E^0)}{d(h\nu)} \cdot \frac{dN_e}{dE^0} dE^0 = \int_{h\nu}^{\infty} \frac{dN_e}{dE^0} dE^0 \cdot \int_{h\nu}^{E^0} \frac{d\sigma(h\nu, E)}{d(h\nu)} \cdot \frac{N}{(-dE/dx)} dE \quad (2.14)$$

Для дифференциального сечения тормозного рентгеновского излучения взято выражение (Гайтлер, 1956):

$$Q(E, h\nu) = \frac{d\sigma(h\nu, E)}{d(h\nu)} = \frac{8e^2 h}{3\pi^2 m^2 c^3} \cdot \frac{\eta_i \eta_f}{h\nu} \cdot \frac{1 - e^{-2\eta_i}}{1 - e^{-2\eta_f}} \cdot \ln \frac{\eta_f + \eta_i}{\eta_f - \eta_i}, \quad (2.15)$$

$$\text{где } \eta_i = az \sqrt{\frac{mc^2}{zE}}; \quad \eta_f = az \sqrt{\frac{mc^2}{z(E - h\nu)}}; \quad a = \frac{1}{137}$$

Подставляя в (2.13) выражения (2.12), (2.14), и вычислив интеграл, получаем спектр фотонов для заданного спектра электронов.

Отметим, что проведенное выше рассмотрение не учитывало эффектов поглощения в воздухе, как электронов, так и рожденных ими рентгеновских фотонов. Вследствие сильного поглощения электронов и гамма-квантов с энергией порядка десятков и сотен кэВ в воздухе следует ожидать, что уровня земли могут достигнуть только частицы, рожденные не выше 1000 метров. Это подтверждается также тем, что почти все зарегистрированные нами возрастания наблюдались при сплошной облачности с нижним краем облаков от 200 до 600 м. Поэтому в данное выражение следует внести поправки на поглощение частиц в воздухе.

Поправки на поглощение гамма-квантов в воздухе вносились при помощи линейного коэффициента ослабления, тем же способом, что и в главе 1. В данном случае мы используем необходимый нам коэффициент ослабления из (ГОСТ 20426-82) и для удобства работы аппроксимируем его аналитической функцией:

$$\mu_A(h\nu) = 10000 \cdot h\nu^{-3.2} + 0.75 \cdot h\nu^{-0.3} \quad (2.16)$$

где $h\nu$ — энергия гамма-кванта.

Потери электронов в воздухе в исследуемой нами области энергий являются преимущественно ионизационными потерями, которые следует учитывать при моделировании. Зависимость ионизационных потерь от энергии электронов хорошо известна (Мурзин, 1988).

На рисунках 2.16 и 2.17 показаны данные коэффициенты и их аппроксимации.

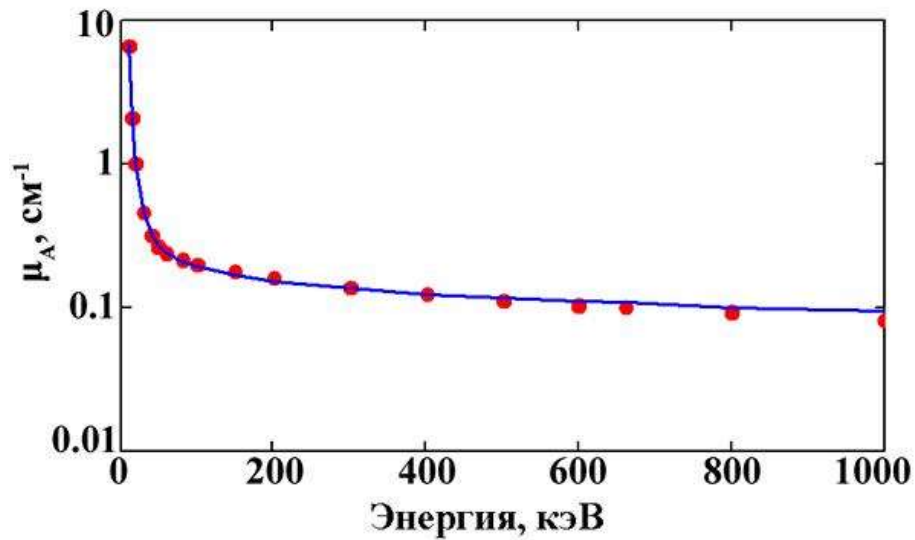


Рис. 2.16. Зависимость линейного коэффициента ослабления (μ_A) от энергии гамма-квантов для воздуха. Точки — коэффициент линейного ослабления для железа из ГОСТ 20426-82. Линия — математическая аппроксимация.

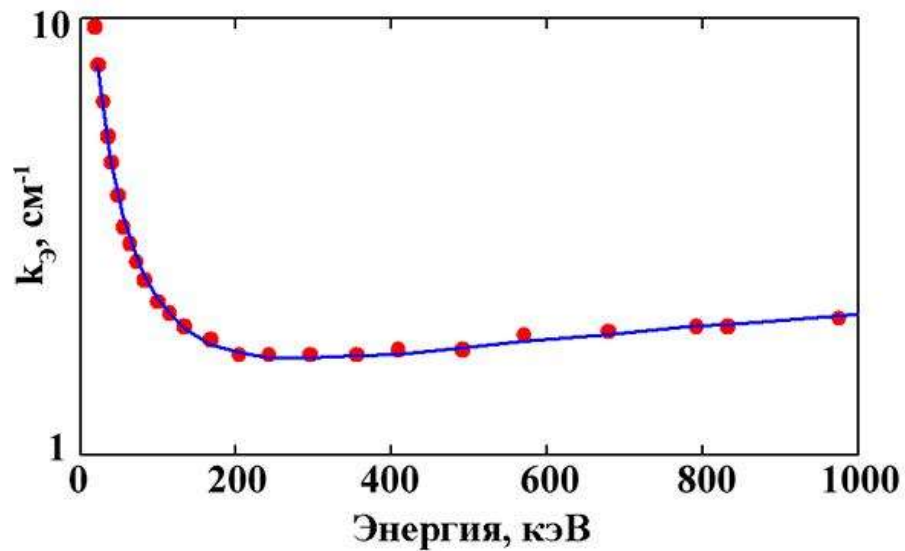


Рис. 2.17. Зависимость потерь электронов на ионизацию от их энергии для воздуха. Точки — коэффициент ослабления. Линия — математическая аппроксимация.

Согласно исследованиям на шарах-зондах (Rust, Trapp, 2002) в слоисто-дождевых облаках, которые типичны для умеренных и северных широт и наблюдаются при событиях, присутствуют электрические поля с напряжённостью вертикальной компоненты: $E_z = 1 \div 12$ кВ/м и протяжённостью (L_C) в несколько сотен метров, т.е. практически на всю толщину облака. Напряжённость горизонтальной компоненты в тех же облаках может достигать $E_H = 0.2 \div 28$ кВ/м, однако в данном рассмотрении мы не учитываем горизонтальную компоненту, хотя именно она может быть причиной фактически изотропного излучения по верхней полусфере, которое мы наблюдаем в экспериментах.

Таким образом, мы полагаем, что наличие данных электрических полей в облаках во время осадков придаёт потоку вторичных электронов дополнительную энергию ΔE (выражение 2.10), которая приводит к наблюдаемому нами увеличению потока тормозного излучения на уровне земли.

Используя коэффициенты поглощения для электронов и гамма-квантов, описанные выше, и вводя прирост энергии от наличия электрических полей внутри облаков, мы получаем выражение, описывающее энергетический спектр тормозного рентгеновского излучения, произведенного в толще атмосферы и достигшего уровня земли:

$$N(h\nu) = \int_0^l \left[\exp(\mu_A(h\nu) \cdot (l-x)) \cdot \int_{h\nu}^{\infty} Q \left(E + \varepsilon \cdot x - \int_0^x (k_{\mathcal{E}}(E) \cdot x) dx, h\nu \right) \cdot I(E) dE \right] dx \quad (2.17)$$

где l — высота начала доускорения вторичных электронов; x — пройденное электроном расстояние, μ_A — линейный коэффициент ослабления гамма-излучения; $Q(E, h\nu)$ — дифференциальное сечение тормозного излучения; $k_{\mathcal{E}}(E)$ — потери электронов в воздухе; ε — напряженность электрического поля, $I(E)$ спектр электронов.

Используя формулу (2.17) можно моделировать спектры гамма-излучения для различных начальных параметров: высоты и толщины облачного слоя с электрическим полем, напряженности электрического поля, энергетического спектра электронов. Отметим, что в (2.17) не учитывается эффект образования пар. Вероятность образования пар для высокоэнергичных гамма-квантов составляет 7/9 (Гайтлер, 1956), однако, она падает с уменьшением энергии, поэтому в нашем случае (единицы МэВ) этот эффект не учитывается. Еще одно упрощение — источник энергичных электронов находится на верхней границе облачного слоя на высоте l , хотя реально энергичные электроны возникают во всей толще облака и приземного слоя атмосферы.

2.10 Энергетические оценки потока регистрируемых частиц

Попытаемся провести энергетические оценки, считая регистрируемое нами гамма-излучение результатом тормозного рентгеновского излучения от вторичных электронов космических лучей.

Мы принимаем, что регистрируемое нашим сцинтилляционным детектором излучение состоит из: 75 % гамма квантов и 20 % мюонов. Это было определено из эксперимента, когда детектор закрывался со всех сторон свинцом толщиной 5 см. Можно считать, что весь поток, прошедший через такое экранирование, будет состоять только из

мюонов. Также принимаем, что соотношение квантов и мюонов существенно не меняется в нижнем слое атмосферы.

Счёт детектора составляет ~ 1500 импульсов в минуту. Счёт для того же датчика, закрытого свинцом, составляет ~ 300 имп./мин. Кроме того, при таком эксперименте следует учитывать темновой счёт ФЭУ детектора, который составляет не более 100 имп./мин. В итоге мы берём средний счёт гамма-квантов детектором около 1100 квантов в минуту. Площадь датчика детектора составляет 28 см^2 . Средняя энергия регистрируемых гамма-квантов составляет 120 кэВ. Соответственно поток гамма квантов составляет примерно $0,7 \text{ квантов} / \text{см}^2 \cdot \text{сек}$ и средний поток энергии, переносимой ими — $85 \text{ кэВ} / \text{см}^2 \cdot \text{сек}$.

Потери электрона на пролёт в воздухе $\mu_{\text{э}} = 2,2 \text{ МэВ/г}$. (ГОСТ 20426-82)

Высота столба воздуха сечением 1 см^2 и весом 1 гр. составляет около 7,5 метров ($L_{\text{уд}}$) на уровне моря. До высоты 1 км можно пренебречь уменьшением плотности воздуха, поскольку она меньше 10 %. Соответственно полный пробег электрона с энергией $E_{\text{э}}$ составляет:

$$L_{\text{полн}} = \frac{E_{\text{э}}}{\mu_{\text{э}}} \cdot L_{\text{уд}} \quad (2.18)$$

где $E_{\text{э}}$ — начальная энергия электрона, $\mu_{\text{э}}$ — потери электрона на пролёт в воздухе.

Общие потери электронов на пролёт одного метра составят $2,2 / 7,5 = 0,293 \text{ МэВ/м}$ или 293 кэВ/м . Таким образом, электрон с энергией 30 МэВ пройдёт путь около 100 метров.

Потери электронов в веществе состоят из ионизационных и радиационных потерь. Удельные радиационные потери энергии электронов в воздухе при энергиях $1 \ll E \ll 70 \text{ МэВ}$ определяется формулой (Широков, Юдин, 1980):

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{рад.}} = -nE \frac{Z^2 r_0^2}{137} \left(4 \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{4}{3} \right) \quad (2.13)$$

где m_e — масса электрона ($m_e c^2 = 511 \text{ кэВ}$ — энергия покоя электрона); c — скорость света; Z — заряд частицы в единицах заряда позитрона; n — концентрация атомов вещества; $r_0 = e^2 / m_e c^2 = 2,818 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ — классический радиус электрона.

Примем, что средняя энергия потока электронов в воздухе будет составлять $E = 30 \text{ МэВ}$ (Вакер, 1955). При этой энергии радиационные потери электрона составят примерно 115 кэВ/м . Таким образом, на своём пути в 100 метров этот электрон произведёт гамма-квантов с суммарной энергией около 10 МэВ.

Полный поток электронов со средней энергией 30 МэВ составляет около 100 частиц / м² · сек (Baker, 1955) или 0,01 частица / см² · сек. Соответственно энергетический поток гамма-квантов произведённых этими электронами составляет 100 кэВ / см² · сек, что близко к реально наблюдаемому потоку в 85 кэВ / см² · сек. Приведенные энергетические расчеты показывают, что предложенная нами модель реалистична, непротиворечива и может осуществляться.

2.11 Моделирование спектра рентгеновского излучения на основе предложенного механизма

Нами было проведено моделирование предложенного механизма возникновения возрастаний рентгеновского излучения в приземном слое при помощи метода Монте-Карло с использованием программного пакета GEANT4 (Geant4 Collaboration).

Модель основывалась на прохождении через атмосферу потока протонов галактического космического излучения с известным спектром ($E^{-2.7}$), анализа возникающих на высоте облаков (1 – 2 км) потоков электронов и мюонов и регистрации у поверхности земли (100 м) потока гамма-квантов. Затем в модель добавлялось электрическое поле на высоте облачности (1 – 2 км) с определённой напряжённостью (в несколько кВ/м) и примесь воды, которая имитировала облако, висящее на соответствующей высоте и имеющее определённую водность. Оценивалось возрастание потока рентгеновского излучения у поверхности земли и зависимость этого возрастания от напряжённости поля в облаках. Программный пакет автоматически рассчитывал каскады частиц, возникающие при прохождении потока первичных космических лучей через атмосферу.

Модель атмосферы основывалась на модели атмосферы NRLMSISE-00 и представляла собой допустимое упрощение этой модели без заметных потерь точности расчётов. Изначальная модель представляла собой разбиение атмосферы, толщиной 80 000 м на равные слои по 100 м. Для каждой точки с шагом в 100 м указывались такие свойства атмосферы как плотность, давление, глубина, температура, количество частиц на единицу объёма и процентное соотношение газов. Однако такой частый шаг сильно увеличивал время моделирования. Поэтому данная модель была усечена до 50 слоёв, расположенных в виде градиента с уменьшением шага градиента при уменьшении высоты.

При моделировании задавалась различная высота расположения и толщина облаков с электрическим полем внутри них, изменялась напряжённость электрического поля для оценки его влияния на поток гамма квантов у земной поверхности.

В результате моделирования регистрировались спектры потоков электронов, позитронов и мюонов на высоте облаков и спектр гамма-квантов у земной поверхности. На рисунке 2.18 приведён полученный нами при моделировании спектр электроно-позитронной компоненты на высоте около 2 км.

На рисунке 2.19 приведено сравнение спектра, смоделированного при помощи пакета Geant4, со спектрами, наблюдаемыми экспериментально на малом и большом спектрометрах. Как видно из рисунка, модельный спектр, при задании должных параметров моделирования, хорошо согласуется с результатами наблюдений. И модельный, и экспериментальный спектр имеют форму близкую к экспоненциальной и могут, в первом приближении, аппроксимироваться экспонентой.

Увеличение напряжённости электрического поля в модели Geant4 на 1 кВ/м даёт возрастание потока гамма-квантов на уровне земли примерно на 1 %, что вполне согласуется с экспериментом.

Всё это говорит о том, что предлагаемый нами механизм может в достаточной степени точно описывать открытое нами явление возрастания потока рентгеновского излучения во время осадков в полярном регионе.

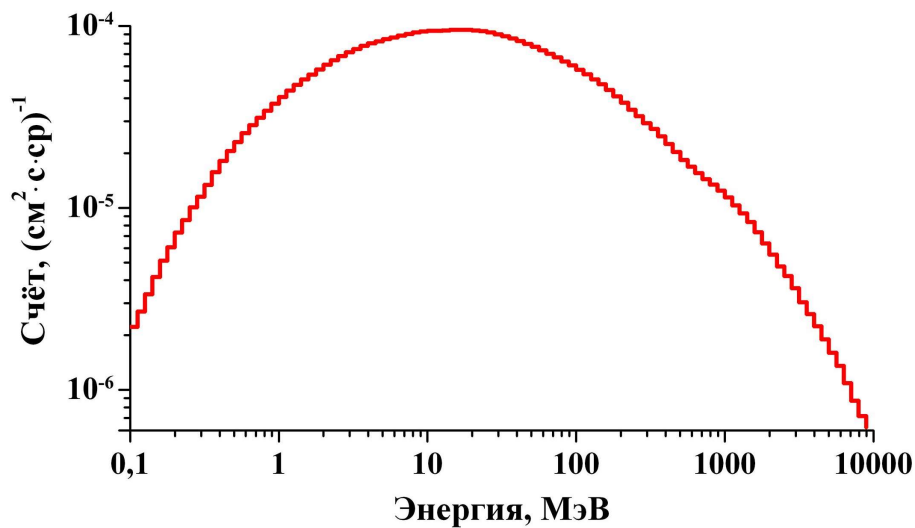


Рис. 2.18. Спектр электроно-позитронной компоненты излучения на высоте 850 г/см².

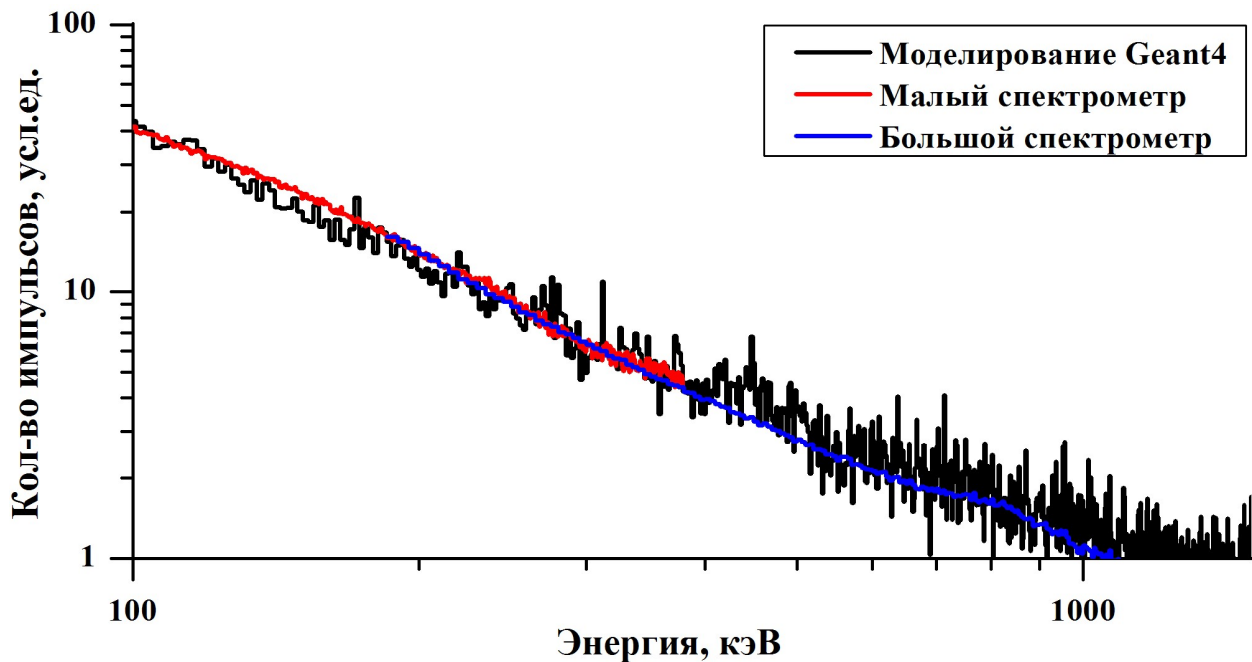


Рис. 2.19. Сравнение модельного спектра (чёрная линия) со спектрами, наблюдаемыми экспериментально на малом (красная линия) и большом спектрометре (синяя линия).

Заключение главы 2

За время работы комплексной установки мониторинга потоков вторичных космических лучей было открыто новое явление — возрастание гамма-излучения при осадках. Отмечен также ряд эффектов. Самый заметный из них — это годовые вариации гамма-фона.

Особый интерес для нас представляет устойчивая связь между выпадением осадков и возрастанием гамма-излучения в приземном слое. Этот эффект наблюдался нами в сотнях событий за период наблюдений с 2009 по 2015 на двух имеющихся у нас станциях наблюдения. Данный эффект был изучен автором при помощи различных вспомогательных экспериментов, предложен вероятный механизм его происхождения и выполнены оценки.

1. Обнаружено, что события (возрастание гамма-фона) не связаны с какими-либо радионуклидами в осадках, в 97 % случаев происходят при осадках в любое время года. Возрастание происходит при низкой облачности (нижняя граница облачности не выше 500 – 600 м). Сильный ветер подавляет эффект.

2. Обнаружено, что события происходят только в электромагнитной компоненте. В остальных компонентах эффект очень мал, хотя специальными методами был обнаружен. Эффект в нейтронной компоненте исчерпывается при учете того факта, что появление над НМ дождевого облака соответствует внесению дополнительного вещества толщиной $0,4 \text{ г} / \text{см}^2$. В заряженной компоненте эффект от событий на порядок сильнее, чем следует при типичной чувствительности этого типа детектора к гамма-квантам.

3. Получены средние временные профили возрастных и осадков, проанализирована их связь. Средний профиль осадков имеет форму δ -функции, тогда как средний профиль возрастания гамма-фона имеет крутой передний фронт и растянутый (с характеристическим временем 100 мин) спад. При этом положение пика осадков приходится на участок максимального нарастания гамма-фона. Временной промежуток между максимумами осадков и возрастания 30 – 40 мин.

4. Проведены прямые измерения дифференциального энергетического спектра гамма-излучения во время возрастания. Спектр собственно возрастания имеет экспоненциальную форму. Найдена корреляция между амплитудой возрастания и характеристической энергией в спектре.

5. Предложена физическая модель, описывающая механизм генерации дополнительного излучения. Она основывается на эффекте доускорения энергичных легких частиц в электрических полях облаков. Такие поля, хотя и слишком слабы для ускорения свободных электронов или для возникновения эффекта убегающих электронов, тем не менее, дают некую добавочную энергию ΔE вторичным электронам и мюонам, порождаемых потоками космических лучей. При распространении в атмосфере поток вторичных электронов создаёт тормозное рентгеновское излучение в приземном слое. Если при этом частицы в процессе распространения добивают некоторую дополнительную энергию ΔE , она также рассеивается в форме излучения. На основе экспериментальных данных проведены численные оценки требуемых напряженностей электрических полей и плотности потока частиц. Эти оценки неплохо совпадают с прямыми измерениями электрических полей в дождевых облаках и потоков частиц.

6. С помощью пакета GEANT4 проведено моделирование на основе предложенного механизма. При задании в модели средних параметров дождевых облаков (толщина, водность и пр.) получен эффект, подобный наблюдаемому. При этом найдено, что в среднем напряженность электрического поля в облаке в 1 кВ/м обеспечивает возрастание в 1 %.

Глава 3. Моделирование и прогноз радиационно-опасных потоков солнечных космических лучей по данным нейтронных мониторов

3.1 Методика определения характеристик релятивистских солнечных протонов по данным нейтронных мониторов.

Мировая сеть нейтронных мониторов все еще остается единственным достоверным источником данных о релятивистских солнечных протонах (РСП), регистрируемых во время событий солнечных космических лучей (СКЛ) на уровне земли (международное название: GLE — Ground Level Enhancement). Характеристики этих частиц определяются по данным мировой сети нейтронных мониторов (НМ) посредством моделирования GLE (Крымский, 1969; Крымский и др., 1981; Shea, Smart, 1982; Cramp et al., 1997; Vashenyuk et al., 2006 б; Plainaki et al., 2007; Дворников и др., 2009; Сдобнов, 2011; Сдобнов, Янчуковский, 2011).

С развитием вычислительной техники появились методики, позволяющие с хорошей точностью определять параметры РСП в течение события GLE с малым шагом: от 15 минут и менее. С учетом того, что, как правило, длительность GLE составляет несколько часов, такие методики позволяют проследить динамику параметров РСП (наклон спектра, ширину пик-углового распределения, положение оси анизотропии) на протяжении GLE.

Одна из таких современных методик определения параметров потока РСП за пределами магнитосферы по данным сети нейтронных мониторов представлена в (Vashenyuk et al., 2009). Методика основана на решении обратной задачи. По данным всемирной сети нейтронных мониторов восстанавливается первичный поток РСП на границе магнитосферы. Данная методика охватывает все стадии процесса от расчёта асимптотических конусов приёма до регистрации потока вторичных нейтронов нейтронными мониторами на поверхности земли.

В этой методике для расчёта асимптотических конусов приёма применяется современная модель магнитосферы T-01 (Tsyganenko, 2002). В методике производится корректный учёт наклонных траекторий. Асимптотические конусы приема для вертикально падающей частицы и для наклонной существенно различаются, а поскольку потоки РСП обладают сильной анизотропией, учёт наклонных траекторий приближает модельную диаграмму приема НМ к реальной, что улучшает точность решения. Асимптотические конусы для каждой станции рассчитываются с шагом 0,001 ГВ в интервале от жёсткости атмосферного обрезания ~ 1 ГВ до 20 ГВ. Особо следует

отметить, что в данной методике понятие эффективной жесткости станции не используется. Эта величина зависит как от неизменных факторов (например, положение станции), так и от состояния магнитосферы и межпланетной обстановки, которые весьма переменчивы. Кроме того, вклад пенумбры при вариациях спектра РСП меняется, что вносит ошибку в вычисления эффективной жесткости. Это все вносит систематическую ошибку в вычисления. В описываемой методике для всех станций расчет конусов приема проводится от 1 ГВ с указанным шагом. У каждой станции получается одинаковый массив данных об ее асимптотическом конусе от 1 до 20 ГВ с шагом 0,001 ГВ, при этом помечается, запрещена или разрешена данная жесткость и при вычислении отклика какой-либо станции это учитывается. Конуса рассчитываются для каждого заданного момента времени в течение события GLE. В этом случае с течением времени и с изменением межпланетной обстановки все изменения в асимптотических направлениях учитываются.

Обычная процедура моделирования GLE для определения параметров РСП состоит из следующих шагов:

1. Определение асимптотических конусов приёма станций НМ в рамках расчёта траекторий частиц в модельной магнитосфере.
2. Вычисление отклика НМ на различные параметры потока релятивистских солнечных протонов
3. Применение метода наименьших квадратов для определения параметров первичных солнечных протонов (таких как энергетический спектр, направление оси анизотропии, и питч-угловое распределение) вне магнитосферы из сравнения расчётного отклика наземных детекторов с наблюдаемым.

Первое подробное описание метода моделирования СКЛ было представлено (Shea and Smart, 1982). Улучшенный метод был представлен (Cramp et al., 1997), он включал в себя вклад в отклик НМ частиц, как падающих вертикально, так и падающих под углом. Наиболее полная методика, включающая вклад частиц, падающих под углом, разработан (Vashenyuk et al., 2009).

Функция отклика j -ого нейтронного монитора на анизотропный поток солнечных протонов может быть описана следующим выражением (Vashenyuk et al., 2009):

$$\left(\frac{\Delta N}{N}\right)_j = \frac{1}{8} \sum_{k=1}^8 \sum_R J_{\parallel}(R) \cdot S(R) \cdot F(\theta_{j,k}(R)) \cdot A_{j,k}(R) \Delta R, \quad (3.1)$$

где суммирование по k является суммированием заданных наклонных направлений, обычно их установлено 8, с шагом 45 град. по азимуту;

$(\Delta N/N)_j$ — процентное возрастание скорости счёта на j -ой станции, исправленное на барометрический эффект методом двухкомпонентного ослабления (McCracken, 1962; Каминер, 1967). Суммирование выполнено по всему диапазону вариаций жесткости R от 1 ГВ, которая является атмосферным обрезанием для НМ, до 20 ГВ, которая принята верхним пределом для энергетического спектра солнечных космических лучей, предложенным в этом исследовании;

$J_{\parallel}(R) = J_0 R^{-\gamma^*}$ — модифицированный степенной спектр жёсткости вдоль направления оси анизотропии с переменным наклоном (Crump et. al., 1997);

$$\gamma^* = \gamma + \Delta\gamma \cdot (R - 1) \quad (3.2)$$

γ — спектральный показатель степенного закона при $R = 1$ ГВ, $\Delta\gamma$ — спектральный инкремент (величина возрастания γ на 1 ГВ);

J_0 — поток РСП на 1 ГВ;

$S(R)$ — удельная функция сбора (Debrunner et. al., 1985);

$F(\theta)$ — функция питч-углового распределения. Обычно задаётся гауссианом: $F(\theta(R)) \sim \exp(-\theta(R)^2 / C)$. Параметр $C = 2\sigma^2$ определяет гауссову ширину на уровне 0,7 от максимума;

$\theta(R)$ — угол между осью анизотропии, задаваемой угловыми координатами Φ и Λ , и асимптотическим направлением приёма для данной жёсткости R на станции j и k -го наклонного направления.

Функция $A(R)$ равна 1 для разрешённых и 0 для запрещенных траекторий;

ΔR — шаг по жёсткости при расчёте асимптотических конусов приёма.

Таким образом, функция, описывающая невязку между расчётным возрастанием и экспериментально измеренным на соответствующих мониторах, имеет вид:

$$G(J_0, \gamma, \Delta\gamma, c, \Lambda, \Phi) = \sum_L (\Delta N_L(J_0, \gamma, \Delta\gamma, c, \Lambda, \Phi) - \Delta DN_L)^2 \quad (3.3)$$

где L — номер нейтронного монитора, ΔN_L и ΔDN_L — расчётное и наблюдаемое возрастание на станции L , соответственно.

Минимум функции (3.3) и является решением обратной задачи. Шесть величин (J_0 , γ , $\Delta\gamma$, C , A , Φ) составляют минимальный набор параметров для решения обратной задачи. Как правило (Vashenyuk et al., 2009) в реальности наблюдается двунаправленная анизотропия РСП, что требует дополнительных параметров в функцию (3.2).

Критерий качества оптимизации в (Vashenyuk et al., 2009) определён как:

$$\mathcal{G} = \Delta\Sigma / \Sigma, \quad (3.4)$$

где $\Delta\Sigma$ — правая часть выражения (3.3), а Σ — суммарный процент возрастаний на всех нейтронных мониторах. В (Vashenyuk et al., 2009) установлено, что $\mathcal{G} \leq 0,05\%$ является хорошим результатом процесса оптимизации. Выбор этого критерия подтвержден результатами оптимизации в трёх десятках событий GLE (Vashenyuk et al., 2003, Vashenyuk et al., 2005, Vashenyuk et al., 2007б).

Эта методика предназначена для научных задач: исследование генерации РСП на Солнце, распространение РСП в межпланетном пространстве и т.д.. Однако данная методика требует значительных вычислительных ресурсов, и расчёты по ней занимают длительное время. Так количество траекторий для расчета асимптотического конуса приёма только для одного монитора для заданного момента времени достигает 200 000. При этом необходимо использовать данные, по меньшей мере, 30 – 40 мониторов. При этом решение обратной задачи сводится к поиску минимума функции, содержащей 10 – 12 переменных (Vashenyuk et al., 2009).

Обычно расчет конусов и решения обратной задачи в событии GLE проводится с шагом 5 мин. Для события длительностью несколько часов получается семейство параметров спектров РСП, что позволяет исследовать динамику РСП во время события GLE.

Методика была проверена на 35 событиях GLE (Vashenyuk et al., 2003; Vashenyuk et al., 2005; Vashenyuk et al., 2007 б; Balabin et al., 2013 а; Балабин и др., 2015). Полученные спектры хорошо согласуются с прямыми измерениями потока среднеэнергичных РСП (80 – 300 МэВ) по данным спутников и измерениям в стратосфере на шарах-зондах.

3.2 On-line методика в реальном времени.

К настоящему времени существуют сетевые ресурсы, предоставляющие данные нейтронных мониторов в реальном времени. Одной из таких систем является — Neutron Monitor Database (NMDB) (www.nmdb.eu). Она создана в рамках европейского проекта RFP-7 и производит сбор данных с 36-и европейских станций нейтронных мониторов в режиме реального времени. База данных NMDB создана для непрерывного мониторинга потока космических лучей в околоземном пространстве. Как уже упоминалось выше, хотя события РСП происходят достаточно редко, они вызывают возрастание радиационного фона на уровне земли в десятки раз, например GLE05 или GLE69 (Vashenyuk et. al., 2007a, Vashenyuk et. al., 2008), а в стратосфере и в околоземном пространстве радиационный фон возрастает на много порядков (Вашенюк и др., 2010). В этом случае задача экспресс-анализа данных нейтронных мониторов и определения характеристик РСП является весьма актуальной. Такой анализ позволил бы в режиме реального времени оценивать полученную дозу и, возможно, иметь хотя бы кратковременный прогноз радиационной обстановки в околоземном пространстве и атмосфер на любых высотах. Автором была разработана и протестирована на нескольких прошлых событиях GLE on-line методика. За её основу была взята методика, кратко описанная выше. Поскольку основной целью являлось получение параметров потока первичных солнечных протонов в реальном времени, методика, описанная в (Vashenyuk et al., 2009) потребовала внесения существенных изменений с целью упрощения расчётов. Экспресс-анализ прежде всего направлен на получение информации о радиационной обстановке в любой точке Земли на различных высотах в атмосфере, а сведения о питч-угловом распределении и оси анизотропии в данном случае являются избыточными.

Исходя из (Гусев и др., 1989) основную опасность для человека и техники представляют протоны с энергиями до 200 – 300 МэВ. Это связано с тем, что протоны этих энергий наиболее эффективно производят ионизацию. Кроме того, спектр РСП всегда падающий, соответственно интенсивность частиц с энергией более 1 ГэВ на порядки меньше. Протоны с энергиями 200 – 300 МэВ до поверхности Земли не доходят, однако, для трансполярных перелетов во время сильных GLE получаемые экипажами дозы уже не пренебрежимы. Эти дозы вычислялись различными группами исследователей на основе параметров GLE, определённых этими группами (Bütikofer et al., 2013). Например, вычисленные разными группами эквивалентные дозы, вызванные СКЛ, для события GLE69 для различных рейсов приведены в таблице 2. Еще более актуальна эта проблема для пилотируемых космических аппаратов.

Таблица 2

Эквивалентные дозы, вызванные СКЛ для события GLE69, вычисленные разными группами исследователей

| Группа исследователей | Чикаго – Пекин (мкЗв) | Сан-Франциско – Париж (мкЗв) | Сидней – Йоханнесбург (мкЗв) |
|-----------------------|-----------------------|------------------------------|------------------------------|
| Апатиты | 403 | 607 | 688 |
| Афины | 47 | 66 | 71 |
| Австралия | 148 | 218 | 495 |
| Берн | 164 | 265 | 310 |
| Киль | 70 | 89 | 308 |

Принимая всё вышесказанное во внимание, была разработана on-line методика. Она включает в себя следующие ограничения:

1. Меньшее количество станций НМ, доступных в режиме реального времени: от 15 до 25 станций NMDB против 30 – 40 в полном методе;
2. По сравнению с полной моделью используется более простая модель магнитосферы T-89 (Tsyganenko, 1989) вместо современной модели T-01 (Tsyganenko, 2002).
3. Сокращение времени вычисления асимптотических конусов приёма путём учёта только вертикально падающих частиц.
4. Увеличен шаг по жесткости (ΔR): 0,01 ГВ против 0,001 ГВ в полном методе.

Таким образом, время вычисления одного асимптотического конуса занимает приблизительно 1 сек на среднем современном персональном компьютере. Соответственно, полное время вычисления конусов 23 доступных станций занимает не более 1 минуты. Вычисление конусов приема производится в реальном времени для каждого 15-минутного интервала.

В (Vashenyuk et al., 2009; Мирошниченко и др., 2009) показано что, события GLE, как правило, состоят из двух компонент. Вначале присутствует быстрая компонента с экспоненциальным спектром РСП. Длительность её составляет 10 – 30 минут. Затем наступает фаза медленной компоненты со степенным спектром РСП. Длится она до конца GLE — от нескольких часов до полусуток. Интенсивность медленной компоненты в диапазоне энергий от 50 МэВ до 1 ГэВ превосходит интенсивность быстрой компоненты на порядки. Пример разности в интенсивностях спектров быстрой и медленной компоненты показаны на рисунке 3.1 на примере

события GLE60. Цифрой I обозначен спектр быстрой компоненты, а цифрой II — медленной. Как видно из рисунка, они отличаются более чем на порядок.

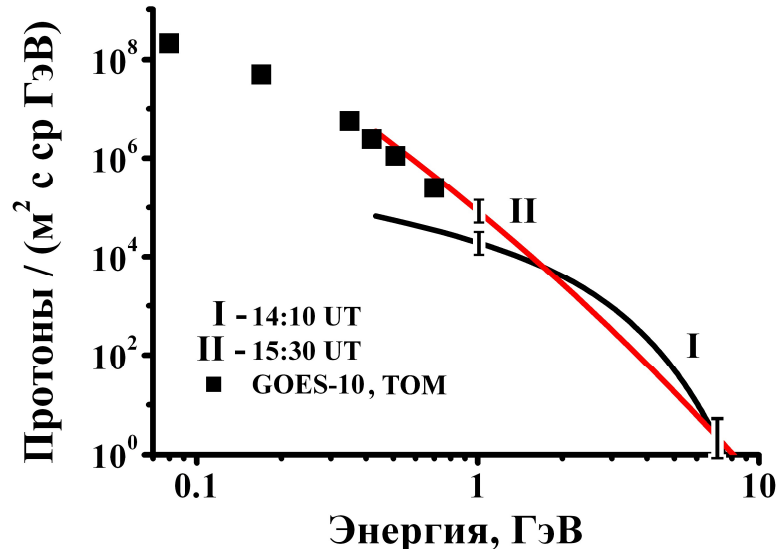


Рис.3.1. Пример спектров быстрой и медленной компоненты в событии GLE60.

Цифрой I обозначен спектр быстрой компоненты, а цифрой II — медленной.

(Мирошниченко 2009).

Исходя из вышесказанного, можно сделать вывод, что главную радиационную опасность представляет медленная компонента. Особенностью медленной компоненты является степенной энергетический спектр РСП с показателем $\gamma = 4 \div 6$, а также широкое питч-угловое распределение, т.е. параметр C (3.1) составляет для неё от 3 до многих десятков (изотропия) (Vashenyuk et al., 2005).

При этом на примере десятков обработанных событий от GLE05 до GLE69 (Вашенюк и др., 2011; Valabin et al., 2013 b) показано было, что спектр РПС в событиях GLE в диапазоне 100–400 МэВ, измеренный на шарах-зондах в стратосфере и на космических аппаратах, является продолжением спектра медленной компоненты, определенной по данным сети НМ (и соответственно, по более высоким энергиям РСП).

Следовательно, для on-line модели можно сократить число входных параметров для функции G в формуле (3.2). Во-первых, исключается параметр $\Delta\gamma$. Во-вторых, выполнив преобразование и перенормировку функции G из формулы (3.2), можем избавиться от параметра J_0 . В-третьих, при широком питч-угловом распределении ошибка в положении оси анизотропии, определяемой координаты Λ и Φ в формуле (3.1) незначительна, поскольку поток близок к изотропному. Поэтому мы можем примерно определить ось анизотропии непосредственно по тем станциям, которые показали максимальное возрастание. Для этого берутся четыре станции, показывающие

наибольшее возрастание в данный момент времени. На их асимптотических конусах приёма определяются участки наибольшей эффективности для степенного спектра с показателем γ . Координаты этих участков (θ_i и φ_i) суммируются с весовыми коэффициентами, пропорциональными амплитудам возрастания на этих станциях. Средние значения θ и φ служат примерным направлением оси анизотропии потока РСП в данной on-line модели.

Уменьшение числа входных параметров также обеспечило уменьшение времени решения задачи наименьших квадратов. Примеры моделирования GLE с получением солнечных протонных спектров по данным НМ по полной и ограниченной методикам, представлены ниже.

Особенностью базы NMDB является выдача сигнала тревоги в случае начала GLE (www.nmdb.eu). Если три или более станции, входящие в состав NMDB, показывают возрастание счёта более чем на 5 %, то по зарегистрированным адресам рассылается соответствующее сообщение. После получения данного сигнала тревоги, показывающего начало события (Anashin et al., 2009), on-line модель начинает считывать данные станций нейтронных мониторов из базы данных NMDB в Интернете. Как правило, в этой базе представлены в реальном времени минутные данные счёта нейтронных мониторов и давления на соответствующих станциях. Затем данные счёта корректируются на барометрический эффект. Вычисляется возрастание счёта, относительно фонового счёта перед событием. Вместе с этим вычисляются асимптотические конусы приёма для каждого нейтронного монитора. Массивы данных возрастных и асимптотических направлений для станций нейтронных мониторов, входящих в базу данных NMDB, полученных в результате этого и являются входными параметрами для нашей on-line модели. Результатом работы программы являются параметры потока релятивистских солнечных протонов.

3.3 Примеры GLE в on-line модели и сравнение с основной моделью

Здесь мы представляем несколько примеров сравнения спектров РСП, определенных с помощью полного (Vashenyuk et al., 2009) и ограниченного моделирования СКЛ. Смоделированные спектры, полученные из данных наземного возрастания, сравниваются с прямыми измерениями интенсивностей солнечных протонов на шарах-зондах и космических аппаратах в смежном энергетическом интервале от сотен до десятков МэВ. Для вычислений по ограниченной модели использовался набор из 23 станций НМ, которые включены в базу данных NMDB.

Событие GLE №59, 14 июля 2000 г.

Событие СКЛ на уровне земли или Ground Level Enhancement (GLE) № 59 14.07.2000 г. («день Бастилии») было связано со вспышкой балла 3В/Х5.7, гелиокоординаты N22 W07. В 10:19 UT отмечено начало радиоизлучения II типа, вероятное время ускорения частиц. На рис.3.2а показаны профили возрастания на станциях НМ Апатиты и Моусон (Антарктика). Стрелками I и II обозначены моменты времени, когда в потоке РСР преобладала БК (I) и МК (II). Соответственно, на рис. 3.2б обозначены спектры БК(1) и МК(2). Спектр БК наблюдался в самом начале события. Он имел экспоненциальную зависимость от энергии и уплощается в диапазоне средних и низких энергий. Спектр МК доминировал в потоке солнечных протонов во время максимума и фазы затухания GLE. Зависимость его от энергии описывалась степенным законом (Vashenyuk et. al., 2006 a, Perez-Peraza et. al., 2009).

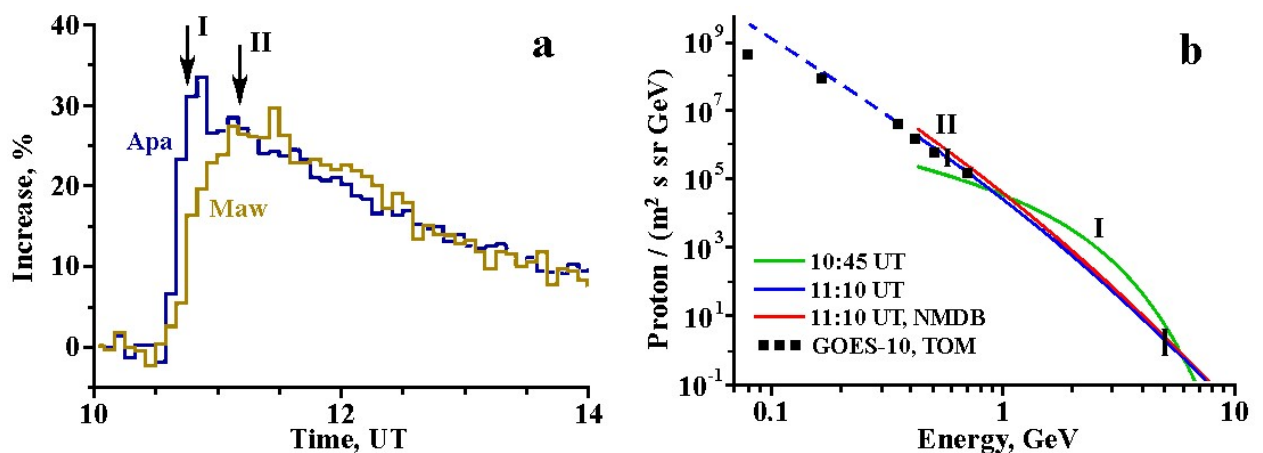


Рис. 3.2. а — профили наземного возрастания на станциях НМ Апатиты (Ап) и Моусон (Мо). б — энергетические спектры РСР, полученные по данным НМ в моменты времени I (БК) и II (МК). Прямые линии — спектры МК, полученные с помощью полного и ограниченного методов, соответственно. Пунктирная линия — экстраполяция спектра II (МК). Точки — спектр максимальных потоков (СМП) по данным прямых измерений солнечных протонов на КА GOES-10.

Спектр МК вычислен, с использованием полной модели GLE (синяя линия) и ограниченной модели (красная линия). Мы наблюдаем хорошее согласие для обоих случаев. Максимальная разность между спектрами, полученными с помощью полной и ограниченной моделями, составляет 36 % на энергии 430 МэВ (Рис. 3.1), то есть, того же порядка что и методическая погрешность определения спектров в полном методе (Vashenyuk et. al., 2006 a).

Спектры РСП, полученные по данным наземных нейтронных мониторов, также сравнивались с данными непосредственных измерений солнечных протонов в смежном энергетическом интервале от сотен до десятков МэВ. Интенсивности солнечных протонов по данным прямых измерений были взяты время во времена соответствующих максимумов (спектр ТОМ, измеренный в период 11 – 18 UTC). Можно увидеть, что экстраполяция спектра МК по степенному закону (II) хорошо согласуется с непосредственными измерениями солнечных протонов на космическом аппарате GOES до энергий ~ 150 МэВ. При энергиях < 100 МэВ спектр солнечных протонов падает, и прогноз дает примерно на порядок завышенные значения.

Таким образом, есть разумное согласие между экстраполируемым спектром МК, полученного через один час после начала солнечной вспышки и одновременными непосредственными измерениями солнечных протонов на космическом аппарате GOES 10 в энергетическом диапазоне от 700 до 150 МэВ. Поскольку спектр максимальных потоков (СМП) в более низких энергиях был получен во временном интервале 11 – 18 UTC, и в энергиях, зафиксированных нейтронными мониторами уже приблизительно в 11 UTC, можно сделать прогноз радиационно-опасных солнечных протонов с энергиями порядка сотен МэВ, основанный на данных нейтронного монитора, за несколько часов до времени максимальной интенсивности потока протонов данных энергий.

В то же самое время, в энергиях < 100 МэВ спектр прямых солнечных протонов в событии GLE59 падает (рис. 3.1 б), и прогноз даёт завышенные оценки. Несмотря на это, преимущество такого прогноза очевидно. В отсутствие непосредственных измерений он может заранее дать приемлемую оценку потоков СКЛ в энергиях, недоступных для наземных наблюдений.

Относительно БК, его вычисление при помощи ограниченной модели затруднено. У БК присутствует сильная анизотропия, и ее достоверному определению препятствует ограниченное число доступных станций. Однако БК по причине экспоненциальной формы спектра в диапазоне низких энергий имеет интенсивность на порядки меньше, чем МК. Кроме того, БК имеет малую длительность (не более 30 мин) против МК (многие часы), поэтому радиационный эффект от БК можно не учитывать. Для реальных задач вычисления доз нужно рассматривать только МК.

Событие GLE №55, 6 ноября 1997 г.

Событие GLE № 55 от 6 ноября 1997 г. было связано со вспышкой балла X9.4 с гелиокоординатами S18 W63, которая произошла в 11:39 UT (начало радиоизлучения II

типа). Амплитуды возрастных для данного события даже в максимуме небольшие и составляют 10 – 12 %. Передний фронт возрастания в этом событии затянут, длительность от начала возрастания до максимума составила более часа.

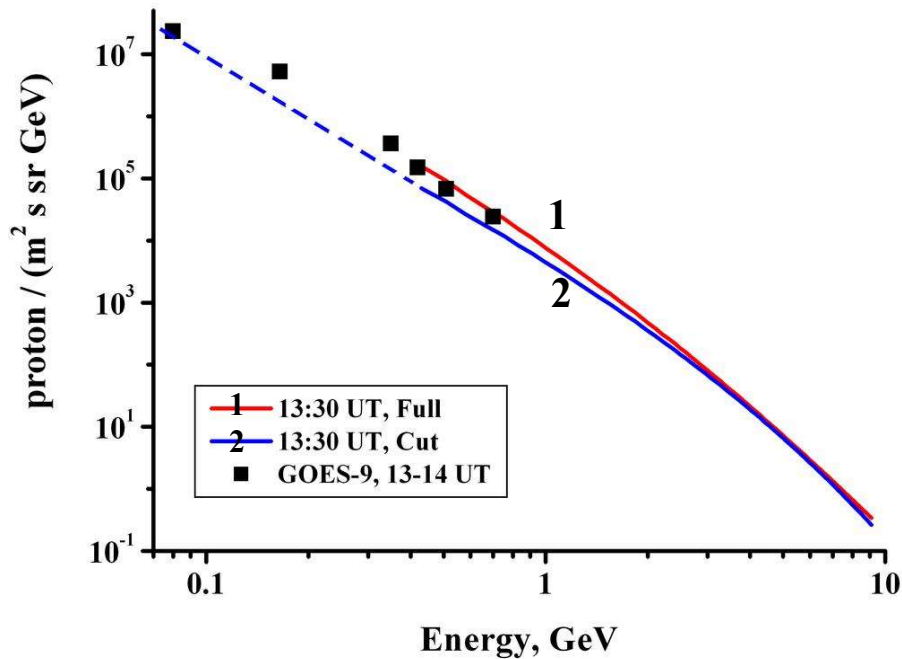


Рис. 3.3. Энергетические спектры медленной компоненты РСП, полученные по данным НМ. Красная и синяя линии — спектры МК, полученные с помощью полного и ограниченного методов, соответственно. Пунктирная линия — экстраполяция спектра МК. Чёрные точки — спектр максимальных потоков (СМП) по данным прямых измерений солнечных протонов на КА GOES-9.

На рис. 3.3 показаны спектры МК РСП, полученный с помощью полной (красная линия) и ограниченной (синяя линия) методов моделирования. Можно видеть хорошее согласие этих двух спектров. Максимальная разность между ними составляет 52 % на энергии 430 МэВ, то есть, того же порядка как и методическая погрешность определения спектров в полном методе (Vashenyuk et. al., 2006 a). Кроме того, видно хорошее согласие между экстраполяцией спектра, полученного по данным наземных наблюдений и интенсивностей прямых солнечных протонов, измеренных во время ТОМ на КА GOES-9. Спектр максимальных потоков уменьшается в низких энергиях, но до 150 МэВ, спектр прямых измерения и модельный спектр имеют очень хорошее согласие. ТОМ интенсивностей на КА GOES-9 были найдены в период 15:30 – 17:30 UTC. Необходимо отметить, что максимумы интенсивностей прямых солнечных протонов с энергиями от 400 до 700 МэВ были достигнуты близко ко времени 13:30 UTC, когда был получен спектр МК на основе данных НМ, т.е. за два часа до поступления данных с КА.

Событие GLE №69, 20 января 2005 г.

Суперсобытие GLE произошло 20 января 2005 и было самым большим событием после 23 февраля 1956. Оно было связано со вспышкой балла 2В/Х7.1 с гелиокоординатами N14, W61. Начало радиоизлучения II типа, вероятное время генерации СКЛ, было отмечено в 06:44 UTC (Vashenyuk et. al., 2006 a, b, Perez-Peraza et. al., 2009).

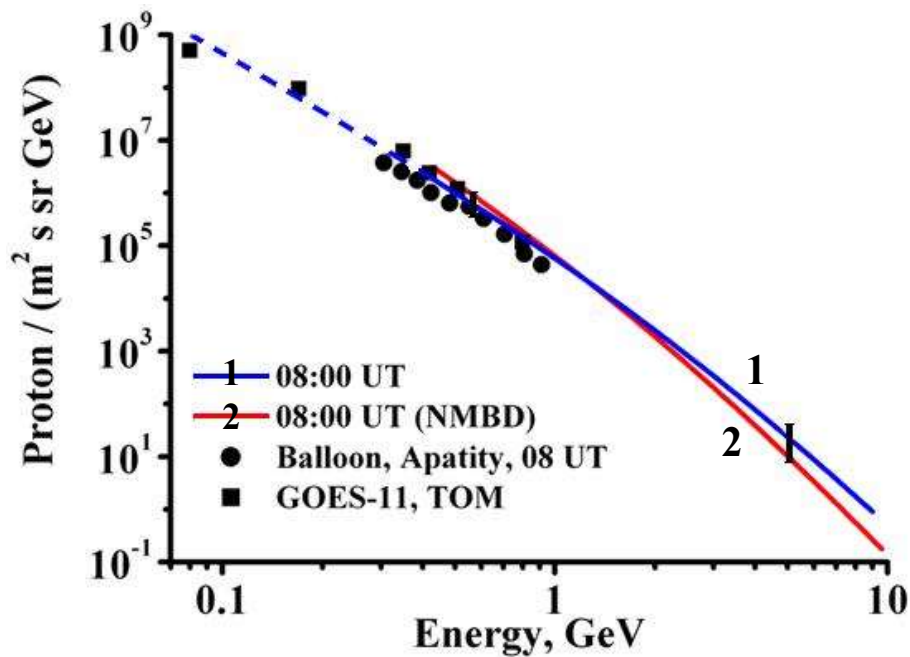


Рис. 3.4. Энергетические спектры медленной компоненты РСП, полученные по данным НМ. Линии — спектры МК, полученные с помощью полного и ограниченного методов, соответственно. Пунктирная линия — экстраполяция спектра МК. Точки — спектры максимальных потоков (СМП) по данным прямых измерений солнечных протонов на КА GOES-11 и шарах-зондах.

На рис. 3.4 показаны спектры медленной компоненты (МК) РСП смоделированные при помощи полной модели (синяя линия) и ограниченной модели (красная линия). Можно видеть достаточно хорошее согласие между ними. Максимальная разность между спектрами, полученными с помощью полной и ограниченной моделями, составляет 35 % на энергии 430 МэВ, то есть, того же порядка что и методическая погрешность определения спектров в полном методе (Vashenyuk et al., 2006 a). В то же время видно хорошее согласие между экстраполяцией спектра, полученного по данным наземных наблюдений, и прямыми измерениями солнечных протонов. Измерения проводились на шарах-зондах в то же

самое время (08 UTC), для которого был определён спектр МК. ТОМ интенсивностей для КА GOES-11 были получены в период 10 – 12 UTC.

Событие GLE №70, 13 декабря 2006 г.

Событие GLE № 70 13 декабря 2006 г. было связано со вспышкой балла X3.4/2B с гелиокоординатами S06 W24, которая произошла в 02.26 UT (начало радиоизлучения II типа). Моделирование и изучение этого события было выполнено (Vashenyuk et. al., 2008 б).

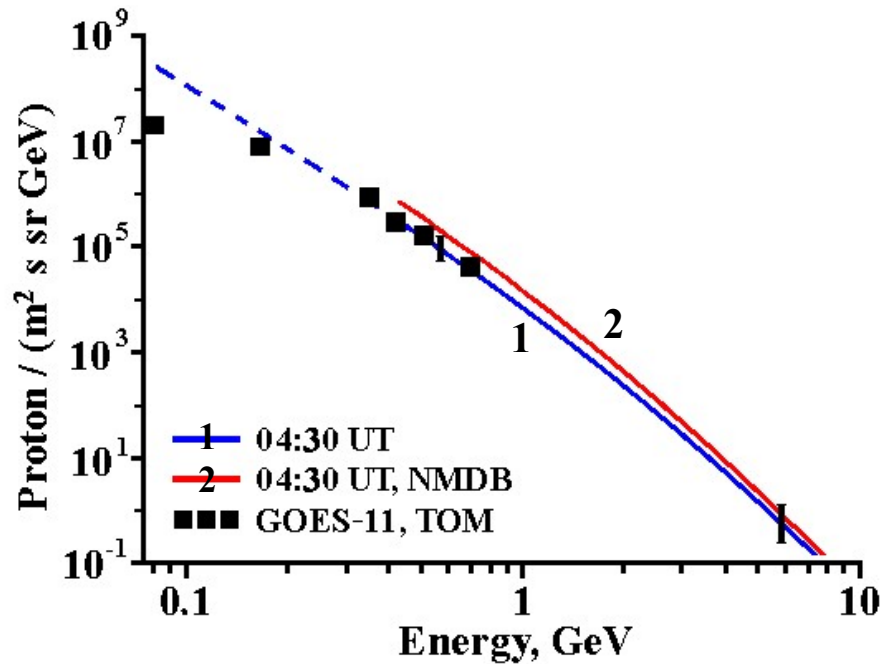


Рис. 3.5. Энергетические спектры медленной компоненты РСП, полученные по данным НМ. Синие и красные линии — спектры МК, полученные с помощью полного и ограниченного методов, соответственно. Пунктирная линия — экстраполяция спектра МК. Точки — спектр максимальных потоков (СМП) по данным прямых измерений солнечных протонов на КА GOES-11.

На рис. 3.5 показаны спектры МК РСП, полученный с помощью полной (синяя линия) и ограниченной (красная линия) методов моделирования. Можно видеть хорошее согласие этих двух спектров. Максимальная разность между ними составляет 55 % на энергии 430 МэВ, то есть, того же порядка как и методическая погрешность определения спектров в полном методе (Vashenyuk et. al., 2006 а). Кроме того, видно хорошее согласие между экстраполяцией спектра, полученного по данным наземных наблюдений и интенсивностей прямых солнечных протонов, измеренных во время ТОМ на КА GOES-11. Спектр максимальных потоков уменьшается в низких энергиях, но до 150 МэВ, согласие между прямым и смоделированным спектрами безупречно. ТОМ интенсивностей на КА GOES-11 были найдены в период 04:30 – 06:30 UTC.

Необходимо отметить, что максимумы интенсивностей прямых солнечных протонов с энергиями от 400 до 700 МэВ были достигнуты близко ко времени 04:30 UTC, когда был получен спектр МК на основе данных НМ.

3.4 Применимость on-line модели для прогноза потоков РСП

Прогноз радиационно-опасных потоков РСП основывается на том факте, что генерация их на Солнце происходит одновременно во всём диапазоне энергий: от десятков МэВ до десятков ГэВ (Perez-Peraza et. al. 2006, Perez-Peraza et. al. 2008). В этом случае моменты максимумов потоков РСП в различных энергиях у Земли различаются. Причиной этого является действие нескольких факторов, как то: коэффициент диффузии РСП вдоль межпланетного магнитного поля (ММП) зависит от энергии протонов; время пролёта расстояния от Солнца до Земли зависит от энергии (11 минут для 1 ГэВ, 2 часа для 50 МэВ). Исследование профилей возрастания РСП в средних энергиях по данным космических аппаратов показывают, что примерно в половине исследованных событий эта задержка обусловлена только временем пролёта от Солнца до Земли. Такие события приходятся на периоды невозмущённого ММП. Другая часть событий характеризуется существенной задержкой прихода среднеэнергичных РСП — до 7-и часов.

Следовательно, определив спектр РСП по их энергичной части с помощью нейтронных мониторов (500 МэВ – 20 ГэВ) и экстраполировав этот спектр в область низких энергий, можно предсказать интенсивность среднеэнергичного потока РСП за несколько часов до его прихода. Наблюдаемое соответствие спектров медленной компоненты РСП, и максимальных спектров солнечных протонов средних энергий, подтверждает наличие единого механизма ускорения частиц на Солнце.

Результаты показывают, что спектры РСП, найденные по on-line модели, отличаются от спектров, найденных по полной модели не более чем на два доверительных интервала. Такое расхождение для экспресс-анализа вполне допустимо. Как спектры МК, так и спектры полученные по on-line модели, подтверждаются удовлетворительным согласием с прямыми измерениями в стратосфере на шарах-зондах и на космических аппаратах. Таким образом, для прогноза необходимо использовать только смоделированные спектры МК. У БК слишком малая интенсивность в средних и низких энергетических областях (Vashenyuk et. al., 2006 a), и она не представляет серьезной радиационной опасности.

Всего по данной методике было исследовано 12 событий СКЛ. В некоторых событиях спектр солнечных протонов в энергиях < 100 МэВ отклоняется от степенной зависимости, и прогноз дает завышенные значения. Тем не менее, преимущество такого прогноза состоит в возможности давать достаточно точную и оперативную оценку потока СКЛ в энергиях недостижимых для наземных наблюдений. На основе этих спектров возможно давать прогноз максимальной интенсивности солнечных протонов в энергетическом диапазоне от 100 до 400 МэВ.

Конечно, нет никакой причины полностью отказаться от полного моделирования. Оно незаменимо, когда необходимо, получить точные и детальные характеристики не только спектров, но и анизотропии, а также пич-угловые распределения. Но данное on-line моделирование даёт возможность быстрой оценки спектров среднеэнергичных РСП с достаточной для практических целей точностью.

Это показывает, что экстраполяцией спектров РСП в средние энергии, возможно оценивать максимальную интенсивность солнечных протонов в энергетическом диапазоне от десятков до сотен МэВ. Солнечные протоны средних энергий представляют радиационную опасность для пилотов и пассажиров, на трансполярных авиарейсах, а также для пилотируемых космических полетов.

Предложенная методика не является универсальной. Имеется множество событий, когда на уровне земли НМ не показывают никакого возрастания, хотя по данным космических аппаратов поток в межпланетном пространстве протонов с энергиями до 200 – 300 МэВ увеличивается на порядки (т.н. «протонные события») (Логачев, 1998; Логачев, 2014). Такие события рассмотренная методика не может предсказать. Однако события GLE являются еще более мощными, чем протонные события, увеличение потока протонов 200 – 300 МэВ, как правило, в них еще больше. Именно для таких экстремальных событий предназначена предлагаемая методика.

Заключение главы 3

Практика показывает, что ограниченный метод достаточно достоверен для оперативного прогноза развития GLE в реальном времени и раннего обнаружения радиационной опасности в средних и низких энергиях солнечных протонов.

Такой прогноз возможен вследствие того факта, что наблюдается хорошее соответствие спектров МК, полученных моделированием GLE, и спектров прямых измерений солнечных протонов, наблюдаемых во время максимума в диапазоне средних энергий (Vashenyuk et. al., 2006a). Таким образом, для прогноза необходимо

использовать только смоделированные спектры МК. У БК слишком малая интенсивность в средних и низких энергетических областях (Vashenyuk et. al., 2006a), и она не представляет серьезной радиационной опасности.

Наблюдаемое соответствие спектров медленной компоненты РСП, и максимальных спектров солнечных протонов средних энергий, мы можем принять как следствие единого механизма ускорения частиц на Солнце. Поэтому энергетические спектры СКЛ в высоких и низких энергиях совпадают, хотя высокоэнергичные частицы приходят от Солнца и достигают максимальной интенсивности раньше низкоэнергичных. Отсюда также ясно, что для прогноза потоков СКЛ умеренных энергий по наземным измерениям необходимо пользоваться только данными медленной компоненты РСП.

С алгоритмами, полученными для ограниченного моделирования, была создана программа для автоматического вычисления параметров РСП в режиме реального времени. Программа начинает работать автоматически после получения сигнала о начале GLE. Результат работы программы — спектры релятивистских солнечных протонов ($E_p > 430$ МэВ), получаемые в режиме реального времени. На основе этих спектров, можно давать прогноз максимальной интенсивности солнечных протонов в энергетическом диапазоне от 100 до 400 МэВ.

Максимальные интенсивности солнечных протонов в средних энергиях достигаются на 1 – 10 часов позже относительно нейтронных мониторов. Таким образом, определение спектров РСП по данным наземных наблюдений в режиме реального времени позволяет нам заблаговременно предсказывать также радиационную опасность от протонов средних энергий, которые могут представлять радиационную опасность для пилотов и пассажиров, на трансполярных авиарейсах, а также для пилотируемых космических полетов.

Заключение

Основные результаты и выводы диссертации:

1. Разработан и изготовлен усилитель-дискриминатор импульсов для нейтронного монитора, с учетом требований, предъявляемых для усиления и селекции импульсов от газоразрядных счетчиков нейтронов СНМ-15. Усилитель обладает высокой стабильностью, низким уровнем шумов ($3 \cdot 10^{-4}$ В на входе) при рабочем коэффициенте усиления 10^3 и имеет в своем составе пороговый дискриминатор и формирователь мертвого времени 10 мкс. Автор принимал непосредственное участие в разработке схемы усилителя, изготовлении тестовых образцов и их отладке. Также автором был разработан проект печатной платы со стандартизированным разъёмом, электрически совместимым с разъёмами, ранее использованными в наших нейтронных мониторах, что позволяет производить усилители промышленными методами и заменять ими старые усилители без модернизации остального нейтронного монитора. Усилители данной системы установлены на нейтронных мониторах в Апатитах, Баксане, Москве и Баренцбурге. Автором разработана специальная методика калибровки пары «детектор СНМ-15 + усилитель», повышающая стабильность работы и помехоустойчивость.

2. Разработан и установлен детектор гамма-излучения на основе сцинтилляционного детектора, использовавшегося ранее для изучения аврорального излучения на аэростатах. Автором разработана и изготовлена система регистрации и программное обеспечение для данных детекторов с возможностью получения как непрерывного интегрального счёта, так и с возможностью регистрации подробных энергетических спектров регистрируемого излучения. Детекторы установлены на постоянную регистрацию в Апатитах с июня 2009 года и в Баренцбурге с ноября 2009 года. Таким образом, непрерывный мониторинг вариаций приземного фона гамма-излучения проводится уже более четырёх лет в двух различных пунктах наблюдения. На данных детекторах автором был зарегистрирован ряд эффектов, которые подробнее рассматриваются во второй главе.

3. Разработан и изготовлен мобильный малогабаритный детектор гамма-излучения на базе микроконтроллера ATmega, позволяющий проводить измерения потока гамма-излучения на удалённых пунктах без использования компьютеров. Это позволяет быстро разворачивать пункт регистрации в нужной точке с минимальной заботой о защищённости системы от условий окружающей среды.

4. Произведено компьютерное моделирование сцинтилляционных спектрометров, используемых в мониторинге, с целью определения эффективности регистрации квантов различных энергий и получены их функции отклика. Моделирование проведено с

использованием программного пакета GEANT4. Функции отклика используются для определения реального спектра гамма-излучения в приземном слое атмосферы.

5. Разработан и изготовлен детектор заряженной компоненты, установленный в Апатитах. Данный детектор применяется для отслеживания вариаций заряженной компоненты излучения в приземном слое и анализе состава, регистрируемого комплексом излучения.

6. Разработан и изготовлен ряд датчиков для контроля состояния окружающей среды: вариаций давления и температуры. Оценено влияние температурных и барометрических поправок на новые детекторы: заряженной компоненты и рентгеновского излучения.

7. Обнаружено, что замеченный эффект возрастания гамма-фона во время осадков не связан с какими-либо радионуклидами в осадках, в 97 % случаев происходит при осадках в любое время года. Возрастания происходят при низкой облачности (нижняя граница облачности не выше 500 – 600 м). Сильный ветер подавляет эффект.

8. Обнаружено, что возрастание излучения во время осадков происходит только в электромагнитной компоненте. В остальных компонентах эффект очень мал, хотя специальными методами был обнаружен. Эффект в нейтронной компоненте исчерпывается при учете того факта, что появление над НМ дождевого облака соответствует внесению дополнительного вещества толщиной $0,4 \text{ г/см}^2$. В заряженной компоненте эффект от событий на порядок сильнее, чем следует при типичной чувствительности этого типа детектора к гамма-квантам.

9. Получены средние временные профили возрастных гамма-излучения и осадков, проанализирована их связь. Средний профиль осадков имеет форму δ -функции, тогда как средний профиль возрастания гамма-фона имеет крутой передний фронт и растянутый (с характеристическим временем 100 минут) спад. При этом положение пика осадков приходится на участок максимального нарастания гамма-фона. Временной промежуток между максимумами осадков и возрастания 30 – 40 мин.

10. Проведены прямые измерения дифференциального энергетического спектра гамма-излучения во время событий. Спектр собственно возрастания имеет экспоненциальную форму. Найдена корреляция между амплитудой возрастания и характеристической энергией в спектре.

11. Предложена физическая модель, описывающая механизм генерации дополнительного гамма-излучения. Она основывается на эффекте доускорения энергичных легких частиц в электрических полях облаков. Такие поля, хотя и слишком слабы для ускорения свободных электронов или для возникновения эффекта убегающих электронов,

тем не менее, дают некую добавочную энергию ΔE вторичным электронам и мюонам, порождаемых потоками космических лучей. При распространении в атмосфере поток вторичных электронов создаёт тормозное рентгеновское излучение в приземном слое. Если при этом частицы в процессе распространения добивают некоторую дополнительную энергию ΔE , она также рассеивается в форме излучения. На основе экспериментальных данных проведены численные оценки требуемых напряженностей электрических полей и плотности потока частиц. Эти оценки неплохо совпадают с прямыми измерениями электрических полей в дождевых облаках и потоков частиц.

12. С помощью пакета GEANT4 проведено моделирование на основе предложенного механизма. При задании в модели средних параметров дождевых облаков (толщина, водность и пр.) получен эффект, подобный наблюдаемому. При этом найдено, что в среднем напряженность электрического поля в облаке в 1 кВ/м обеспечивает возрастание в 1 %.

13. С алгоритмами, полученными для ограниченного моделирования, была создана программа для автоматического вычисления параметров РСП в режиме реального времени. Программа начинает работать автоматически после получения сигнала о начале GLE. Результат работы программы – спектры релятивистских солнечных протонов ($E_p > 430$ МэВ), получаемые в режиме реального времени. На основе этих спектров, можно давать прогноз максимальной интенсивности солнечных протонов в энергетическом диапазоне от 100 до 400 МэВ. Максимальные интенсивности солнечных протонов в средних энергиях достигаются на 1 – 10 часов позже относительно нейтронных мониторов. Таким образом, определение спектров РСП по данным наземных наблюдений в режиме реального времени позволяет нам заблаговременно предсказывать также радиационную опасность от протонов средних энергий, которые могут представлять радиационную опасность для пилотов и пассажиров, на трансполярных авиарейсах, а также для пилотируемых космических полетов.

Основные результаты по теме диссертации опубликованы в следующих работах, включенных в текущий перечень ВАК:

1. Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Германенко А.В., Луковникова А.А., Торопов А.А. СУТОЧНАЯ И СЕЗОННАЯ ВАРИАЦИИ МЯГКОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В НИЖНЕЙ АТМОСФЕРЕ // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2019. Т. 83. № 5. С. 655-658
2. Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Германенко А.В., Маурчев Е.А., Михалко Е.А., Луковникова А.А., Торопов А.А. ОБЩИЕ СВОЙСТВА ВОЗРАСТАНИЙ ГАММА-ФОНА И ИХ СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2019. Т. 83. № 5. С. 659-662

3. Михалко Е.А., Балабин Ю.В., Маурчев Е.А., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ВОЗРАСТАНИЙ ФОНОВОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2019. Т. 83. № 5. С. 663-665
4. Михалко Е.А., Балабин Ю.В., Маурчев Е.А., Германенко А.В. НОВЫЙ УЗКОНАПРАВЛЕННЫЙ НЕЙТРОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР В КОМПЛЕКСНОЙ СИСТЕМЕ МОНИТОРИНГА // Солнечно-земная физика. 2018. Т. 4. № 1. С. 85-88
5. Германенко А.В., Балабин Ю.В. СЕЗОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В РАЗЛИЧНЫХ КОМПОНЕНТАХ ВТОРИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2017. Т. 81. № 4. С. 574-576
6. Германенко А.В., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Щур Л.И. ПРИРОДА ВАРИАЦИЙ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ВО ВРЕМЯ ОСАДКОВ // Солнечно-земная физика. 2016. Т. 2. № 1. С. 56-63
7. Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б., Вашенюк Э.В. АНАЛИЗ СОБЫТИЯ GLE72 6 ЯНВАРЯ 2014 Г // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2015. Т. 79. № 5. С. 612
8. Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б., Вашенюк Э.В. ВАРИАЦИИ ЕСТЕСТВЕННОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ФОНА В ПОЛЯРНОЙ АТМОСФЕРЕ // Геомагнетизм и аэрономия. 2014. Т. 54. № 3. С. 376
9. Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б., Вашенюк Э.В. ОСОБЕННОСТИ ВАРИАЦИЙ ГАММА-ФОНА В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2013. Т. 77. № 5. С. 639
10. Вашенюк Э.В., Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б. ПРОГНОЗ РАДИАЦИОННО ОПАСНЫХ ПОТОКОВ СКЛ ПО ДАННЫМ НЕЙТРОННЫХ МОНИТОРОВ // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2011. Т. 75. № 6. С. 819-821

Список литературы

- Adams N., Braddick H.J., Time and other variations in the intensity of cosmic ray neutrons // *Z. Naturforsch.*, 6a, №11, p.592-598, 1951.
- Baker P. R., Cosmic-Ray Electrons Near Sea Level and at Mountain Altitudes // *Phys. Rev.*, №100, p.860–869, 1955.
- Balabin Yu.V., Germanenko A.V., Vashenyuk E.V., Gvozdevsky B.B., The First GLE of the New 24th Solar Cycle // *Proc. of 33rd ICRC*, id0021, 2013 a.
- Balabin Yu.V., Vashenyuk E.V., Germanenko A.V. , Gvozdevsky B.B., Common Features of GLEs in 19-24 Solar Cycles // *Proc. of 33rd ICRC*, id0023, 2013 b.
- Bütikofer R., Flückiger E., Balabin Y., Belov A., The reliability of GLE analysis based on neutron monitor data – a critical review // *Proc. of 33rd ICRC*, id0863, 2013.
- Carmichael, H. «IQSY Instruction Manual, vol. 7», Deep River, Canada, 1964.
- Chalmers J.A., Atmospheric Electricity 2nd edition, Pergamon Press, Oxford, 1974, 423P.
- Cramp, L.J., Duldig, M.L., Flueckiger, E.O., Humble, J.E., Shea, M.A., and Smart, D.F., The October 22, 1989, solar cosmic ray enhancement: an analysis of the anisotropy and spectral characteristics // *J.Geophys.Res.*, V.102, Issue A11, p.24237-24248, 1997.
- de Mendonca R.R.S., Raulin J.-P., Bertoni F.C.P., Echer E., Makhmutov V.S., Fernandez G., Long-term and transient time variation of cosmic ray fluxes detected in Argentina by CARPET cosmic ray detector // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, V.73, p.1410–1416, 2011.
- Debrunner, H., Flueckiger, E., and Lockwood, J.A., Response of Neutron Monitors to Solar Cosmic Ray Events // *Proc. of 8th ECRS*, 1984.
- Geant4 Collaboration, Geant4 User's Guide for Application Developers; Version: geant4 9.2 Revision01; Published: 2 June, 2009, 308P.
- Gurevich A.V., Milikh G.M., Russel-Dupre R.A., Runaway electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm // *Phys. Lett.*, A165, p.463-468, 1992.
- Gurevich A.V., Milikh G.M., Generation of X-rays due to multiple runaway breakdown inside thunderclouds // *Phys. Lett.*, A262, p.457-463, 1999.
- Gurevich A.V., Carlson H.C., Medvedev Yu.V., Zybin K.P., Generation of electron-positron pairs in runaway breakdown // *Phys. Lett.*, A275, p.101-108, 2000.

- Harrison R.G., Ambaum M.H.P., Electrical signature in polar night cloud base variations // *Environ. Res. Lett.*, №8, 015027 (7pp), 2013.
- Heath R.L. «Scintillation Spectrometry: Gamma-ray Spectrum Catalogue, 2nd edition, Vol.1», Idaho National Engineering and Environmental Laboratory, 1997, 539P.
- Lapointe S.M, Rose D.C., A statistical analysis of the barometer coefficients for cosmic-ray intensities // *Canad. J. Phys.*, №40(6), p.687-697, 1962.
- McCracken, K.G., The cosmic-ray flare effect: 1. Some new methods and analysis // *J.Geophys.Res.*, V.67, Issue 2, p.423-434, 1962.
- Perez-Peraza J.A., Gallegos-Cruz A., Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Relativistic proton production at the Sun in the October 28th, 2003 solar event // *Adv. Space Res.*, V.38, Issue 3, p.418-424, 2006.
- Perez-Peraza J.A., Vashenyuk E.V., Gallegos-Cruz A., Balabin Y.V., Miroshnichenko L.I., Relativistic proton production at the Sun in the 20 January 2005 solar event // *Adv. Space Res.*, V.41, Issue 6, p.947–954, 2008.
- Perez-Peraza J.A., Vashenyuk E.V., Miroshnichenko L.I., Balabin Yu.V., Gallegos-Cruz A, Impulsive, Stochastic, and shock wave acceleration of relativistic protons in large solar events of 1989 September 29, 2000 July 14, 2003 October 28, and 2005 January 20 // *The Astrophysical Journal*, V.695, p.865–873, 2009.
- Plainaki C., Belov A., Eroshenko E., Mavromichalaki H., Yanke V., Modeling ground level enhancements: the event of 20 January 2005 // *J.Geophys.Res.*, V.112, Issue A4, p.2156-2202, 2007.
- Roussel-Dupre R.A., Gurevich A.V., Tunnell T., Milikh G.M., Kinetic theory of runaway air breakdown // *Phys. Rev.*, E.49, p.2257-2271.
- Rust W.D., Trapp R.J., Initial balloon soundings of the electric field in winter nimbostratus clouds in the USA // *Geophys. Res. Lett.*, V.29, p.1959-1962, 2002.
- Shea, M.A., Smart, D.F., Possible evidence for a rigidity-dependent release of relativistic protons from the solar corona // *Space Sci.Rev.*, V.32, Issue 1-2, p.251-271, 1982.
- Sirdeshmukh D.B., Sirdeshmukh L., Subhadra K. G., «Alkali Halides. A Handbook of Physical Properties», Springer, Berlin, 2001, 284P.
- Tsyganenko N.A., A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet // *Planet. Space Sci.*, V.37, Issue 1, p.5-20, 1989.

- Tsyganenko, N.A., A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry: 1. Mathematical structure // *J. Geophys. Res.*, V.107, Issue 8, p.SMP 12-1–SMP 12-15, 2002.
- Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B., Relativistic solar proton dynamics in large GLEs of 23 solar cycle // *Proc. 28th ICRC*, V.6, p.3401-3404, 2003.
- Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Perez-Peraza J., Gallegos-Cruz A., Miroshnichenko L.I., Some features of relativistic particles at the Sun in the solar cycles 21-23 // *Advances in Space Research*, V.38, Issue 3, p.411-417, 2005.
- Vashenyuk, E.V., Balabin, Yu.V., Gvozdevsky, B.B., Relativistic solar protons in the event of 20 January, 2005. Modeling study // *Geomagnetism and Aeronomia*. V.46. Issue 4, p.449-455, 2006 a.
- Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Perez-Peraza J.A., Gallegos-Cruz A., Miroshnichenko L.I., Some features of relativistic particles at the Sun in the solar cycles 21-23 // *Advances in Space Research*, V.38, Issue 3, p.411-417, 2006 б.
- Vashenyuk E.V., Miroshnichenko L.I., Balabin Yu.V., Perez-Peraza J., Gallegos- Cruz A., Two-component features of the two largest GLEs: February 23, 1956 and January 20, 2005 // *Proc. 30th ICRC*, id0643, 2007 a.
- Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Miroshnichenko L.I., Perez-Peraza J., Gallegos-Cruz A. Relativistic solar cosmic ray events (1956-2006) from GLE modeling studies // *Proc. 30th ICRC*, id0658, 2007 б.
- Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Miroshnichenko L.I., Relativistic solar protons in the ground level event of 23 February 1956: the new study // *Advances in Space Research*, V.41, Issue 6, p.926-935, 2008 a.
- Vashenyuk, E.V., Balabin, Yu.V., Gvozdevsky, and B.B. Schur, L. I., The characteristics of relativistic solar cosmic rays in the event December 13, 2006 // *Geomagnetism and Aeronomy*, V.48, Issue 2, p.157-161, 2008 б.
- Vashenyuk, E.V., Balabin, Yu.V., Gvozdevsky, B.B., Relativistic solar cosmic ray dynamics in large ground level events // *Proc. of 21st ECRS*, p.264-268, 2009.
- Wilson C.T., The acceleration of β -particles in strong electric fields such as those of thunderclouds // *Proc. of Camb. Phil. Soc.*, V.22, p.534-538, 1925 a.
- Wilson C.T., The electric field of a thundercloud and some of its effects // *Proc. of Phys. Soc. Lond.*, V.37, part 2, p.32D-37D, 1925 б.

- Алания М.В., Блох Я.Л., Георгадзе Л.П., Долидзе Н.И., Эффективность счетчика СММ-15 и дифференциальный спектр импульсов при разных давлениях газа BF₃ // Космические лучи, №15, с.184-186, 1975.
- Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б., Вашенюк Э.В., Анализ события GLE72 (Eve Day GLE) 6 января 2014 // Изв. РАН, сер. физ., Т.79, №5, с.612-614, 2015.
- Братченко М.И., Дюльдя С.В., Применение программного комплекса Geant4 к задачам радиационно-технологического моделирования // Вопросы атомной науки и техники, №2, с66-69, 2001.
- Вашенюк Э.В., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Динамика солнечных космических лучей по измерениям на уровне земли // Вестник КНЦ РАН, №2, с.6-15, 2010.
- Вашенюк Э.В., Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б., Прогноз радиационно-опасных потоков СКЛ по данным нейтронных мониторов // Изв. РАН, сер. физ., Т.75, №6, с.819–821, 2011.
- Вяземский В.О., Ломоносов И.И., Писаревский А.Н. «Сцинтилляционный метод в радиометрии». М.: Госатомиздат, 1961, 430С.
- Гайтлер В. «Квантовая теория излучения», М.: Изд-во иностр. лит.,1956, 492С.
- Гуревич А.В., К теории эффекта убегающих электронов // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики, Т.39, с.1296-1307, 1960.
- Гуревич А.В., Зыбин К.П., Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы // Успехи физических наук, Т.171, №11, с.1177-1199, 2001.
- Гусев Н. Г., Климанов В. А., Машкович В. П., Суворов А. П. «Защита от ионизирующих излучений. Том 1. Физические основы защиты от излучений», М.: Энергоатомиздат, 1989, 512С.
- Дворников В.М., Сдобнов В.Е., Солнечное протонное событие в декабре 2006 г. // Геомагнетизм и аэрономия, Т.49, №2. с.156-162, 2009.
- Дирили Дж., Нортон Д. «Полупроводниковые счётчики ядерных излучений», М.: Мир, 1966, 359С.
- Дорман Л.И. «Метеорологические эффекты космических лучей», М.: Наука, 1972, 212с.
- Дорман Л.И. «Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей», М.: Наука, 1975, 402С.

- Каминер Н.С. Об учете барометрического эффекта нейтронной компоненты во время вспышек космических лучей // Геомагнетизм и Аэронавигация, Т.7, №5, с.806-809, 1967.
- Капустин И.Н. «Нейтронный супермонитор и методические вопросы регистрации нуклонной компоненты космических лучей. Автореф. дис. канд. техн. наук», Л.: ЛФТИ, 1970, 16С.
- Кацнельсон Б. В., Калугин А.М., Ларионов А.С. «Электровакуумные электронные и газоразрядные приборы. Справочник», М.: Радио и связь, 1985, 864С.
- Крымский Г. Ф. «Модуляция космических лучей в межпланетном пространстве», М.: Наука, 1969, 152С.
- Крымский Г.Ф., Кузьмин А.И., Кривошапкин П.А. и др. «Космические лучи и солнечный ветер», Новосибирск: Наука, 1981, 224С.
- Крымский Г.Ф., Космические лучи и погода // Наука и техника в Якутии, № 1(8), с.3-6, 2005
- Кузнецов В.В. «20 лекций по солнечно-земной физике», Горно-Алтайск : Горно-Алтайский гос. университет, 2012, 368С.
- Лазутин Л.Л. «Рентгеновское излучение авроральных электронов и динамика магнитосферы», Л.:Наука, 1979, 200С.
- Лидванский А.С., Хаердинов Н.С., Динамика космических лучей в электростатическом поле атмосферы и генерация частиц грозowymi облаками // Изв. РАН, сер. физ., Т.71. №7, с.1060-1062, 2007.
- Логачев Ю.И. «Каталог солнечных протонных событий 1987-1996 гг.», М.: Изд-во МГУ, 1998.
- Логачев Ю.И. «Каталог солнечных протонных событий 23-его цикла солнечной активности 1997-2009 гг.», М.: Изд-во МГУ, 2014.
- Матвеев В.В., Соколов А.Д. «Фотоумножители в сцинтилляционных счётчиках», М.: Госатомиздат, 1962, 155С.
- Матвеев Л.Т. «Курс общей метеорологии», Л.:Гидрометеиздат, 1984, 752С.
- Мирошниченко Л. И., Вашенюк Э. В., Перес-Пераса Х., Концепция двух компонент СКЛ: солнечные и межпланетные аспекты // Изв. РАН, сер. физ., Т.73, №3, с.314-317, 2009.
- Мурзин В. С. «Введение в физику космических лучей», М.: Изд-во МГУ, 1988, 320С.
- . Трахтенгерц В.Ю., Иудин И.Д. Актуальные проблемы электродинамики грозового облака // Известия вузов. Радиофизика. 2005. Т.48. №9. С.810—821.

- Сдобнов В.Е., Анализ Форбуш-эффекта в мае 2005 г. методом спектрографической глобальной съемки // Изв. РАН, сер. физ., Т.72, №6, с.854-856, 2011 а.
- Сдобнов В.Е., Янчуковский В.Л., Многоканальный наблюдательный комплекс космических лучей как составляющая мировой сети станций // Изв. РАН сер. физ., Т.72, №6, с.920-922, 2011 б.
- Сегре Э. «Экспериментальная ядерная физика, т1», М.: Изд-во иностр. лит., 1955, 662С.
- Сивухин Д.В. «Общий курс физики; Т.V, Ч.2, Ядерная физика», М.: Наука, 1989, 416С.
- Широков Ю.М., Юдин Н.П. «Ядерная физика», М.: Наука, 1980, 728С.
- Шишаев В. А., Белоглазов М. И. Автоматический регистратор атмосферных осадков // Приборы и техника эксперимента, №2, с.156-158, 2011.
- Шишкин Н.С. «Облака, осадки и грозовое электричество», Л: Гидрометеиздат, 1964, 403С.
- Хаердинов Н.С. «Исследование кратковременных вариаций вторичных космических лучей под действием электрического поля атмосферы во время гроз», Канд. дисс., М.: ИЯИ РАН., 2006.
- Хаякава С. «Физика космических лучей. Ч.1: Ядерно-физический аспект; Ч.2: Астрофизический аспект.», М.: Наука, 1974, 1042С.
- Чижевский А. Л. «Земное эхо солнечных бурь», М.: Мысль, 1976, 367С.
- ГОСТ 20426-82, «Контроль неразрушающий; МЕТОДЫ ДЕФЕКТОСКОПИИ РАДИАЦИОННЫЕ».
- Geant4 User's Documentation: <http://geant4.cern.ch/support/userdocuments.shtml>
- Архив погоды в Апатитах: http://rp5.ru/archive.php?wmo_id=22213
- Архив погоды в Баренцбурге: http://meteocenter.net/20107_fact.htm
- Neutron Monitor Database: <http://www.nmdb.eu>