

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

МЮОННАЯ ДИАГНОСТИКА
МАГНИТОСФЕРЫ И АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

Издание второе, исправленное и дополненное

Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»
в качестве учебного пособия для студентов высших учебных
заведений

Москва 2014

УДК 502/504 (075)

ББК 20.18я7

Л12

Мюонная диагностика магнитосферы и атмосферы Земли. Лабораторный практикум. Изд. 2-е, испр. и доп. / И.И. Астапов, Н.С. Барбашина, В.В. Борог, А.Н. Дмитриева, И.А. Шульженко, В.В. Шутенко, Е.И. Яковлева, И.И. Яшин. – М.: НИЯУ МИФИ, 2014. 132 с.

Предназначен для углубленного изучения и выработки практических навыков у студентов в рамках программ новых курсов «Космическая погода» и «Мюонная диагностика», разрабатываемых в рамках инновационно-образовательной программы МИФИ.

Лабораторный практикум содержит введение и десять лабораторных работ по разделам «Экспериментальные методы мюонной диагностики», «Методы анализа нестационарных временных рядов экспериментальных данных», «Мюонная диагностика физических процессов в гелиосфере и магнитосфере», «Мюонная диагностика атмосферных процессов». Во введении кратко сформулированы цели, задачи и особенности мюонной диагностики как нового направления исследований в физике Солнца, гелиосферы, магнитосферы и атмосферы Земли. Каждый раздел состоит из краткого обзора и описаний нескольких лабораторных работ по данной тематике. В теоретических обзорах сформулированы основные задачи данного раздела и методические подходы, применяемые для решения этих задач. В конце каждого раздела сформулированы контрольные вопросы.

Лабораторный практикум предназначен для студентов, обучающихся по направлениям высшего профессионального образования «Физика» и «Ядерная физика и технологии», а также аспирантов, инженеров и научных работников, специализирующихся в области ядерно-физического мониторинга.

Рецензент д-р физ.-мат. наук, проф. В.А. Григорьев

ISBN 978-5-7363-2059-8

© Национальный исследовательский ядерный университет
«МИФИ», 2014

Содержание

Введение	5
1. Экспериментальные методы мюонной диагностики	10
1.1. <i>Различные типы мюонных детекторов</i>	<i>11</i>
1.1.1. Мюонные телескопы.....	12
1.1.2. Многонаправленные мюонные телескопы	13
1.1.3. Подземные мюонные детекторы	15
1.1.4. Распределенные системы мюонных детекторов	16
1.2. <i>Мюонные годоскопы.....</i>	<i>17</i>
1.2.1. Мюонный годоскоп ТЕМП.....	18
1.2.2. Мюонный годоскоп УРАГАН.....	23
1.2.3. Мюонные 4π-годоскопы.....	29
1.2.4. Угловое распределение мюонов на поверхности Земли	30
1.2.5. Вектор локальной анизотропии	32
1.2.6. Угловые характеристики	36
1.2.7. Анализ статистических характеристик параметров анизотропии потока мюонов.....	36
<i>Лабораторная работа № 1. Изучение углового распределения потока мюонов</i>	<i>41</i>
2. Методы анализа нестационарных временных рядов экспериментальных данных.....	46
2.1. <i>Основные характеристики временных рядов</i>	<i>46</i>
2.2. <i>Частотно-временной анализ.....</i>	<i>52</i>
2.2.1. Фурье-преобразование.....	52
2.2.2. Вейвлет-преобразование	54
<i>Лабораторная работа № 2. Методы статистического анализа данных в мюонной диагностике</i>	<i>57</i>
<i>Лабораторная работа № 3. Частотно-временной анализ данных мюонных годоскопов.....</i>	<i>60</i>
3. Мюонная диагностика физических процессов в гелиосфере и магнитосфере.....	63
3.1. <i>Внеатмосферные физические процессы модуляции ГКЛ</i>	<i>63</i>
3.2. <i>Форбуш-эффект.....</i>	<i>66</i>

3.3. Методика определения характеристик форбуш-понижений.....	73
Лабораторная работа № 4. Форбуш-эффекты в космических лучах..	83
Лабораторная работа № 5. Сравнительный анализ ФП по данным нейтронных мониторов и мюонных годоскопов.....	86
Лабораторная работа № 6. Спектр модуляции космических лучей во время форбуш-понижения	88
4. Мюонная диагностика атмосферных процессов	94
4.1. Строение атмосферы Земли.....	94
4.2. Прохождение КЛ через атмосферу.....	97
4.3. Основные атмосферные эффекты для наземного потока космических лучей.....	103
4.3.1. Барометрический эффект	104
4.3.2. Температурный эффект	108
4.4. Динамические атмосферные процессы	111
Лабораторная работа № 7. Изучение барометрического эффекта в потоке мюонов.....	116
Лабораторная работа № 8. Изучение температурного эффекта в потоке мюонов.....	119
Лабораторная работа № 9. Вариации потока мюонов во время грозных процессов.....	121
Лабораторная работа № 10. Изучение анизотропии потока мюонов во время гроз.....	124
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	131

Введение

Жизнь на Земле, в том числе и человеческая цивилизация, возникла в условиях фона ионизирующего излучения – вторичных космических лучей, которые формируются при прохождении первичных космических лучей через атмосферу. Этот поток не постоянен и меняется под воздействием различных процессов, протекающих в межпланетном пространстве, а также в магнитосфере и атмосфере Земли. Изучение этих вариаций является важной задачей, так как они влияют на климат, на жизнедеятельность людей и эффективность функционирования промышленных, энергетических и информационных инфраструктур. Основные процессы, вызывающие вариации космических лучей, условно можно разбить на три группы, в зависимости от места и характера действия. Солнечные процессы являются источником и спусковым механизмом для процессов во внутренней гелиосфере. Гелиосферные процессы служат передаточным звеном при переносе энергии солнечных возмущений в околоземное пространство. Вызываемые этими процессами вариации первичного космического излучения приводят к изменению потока вторичных космических лучей на поверхности Земли, в первую очередь мюонов, которые составляют основную их часть. Их изучение дает возможность исследовать явления, которые происходят на расстоянии сотен тысяч и миллионов километров от Земли. Заблаговременное обнаружение возмущенных областей в гелиосфере позволяет оценить и предупредить возможные последствия их воздействия на магнитосферу и атмосферу Земли и, как следствие, на работу различной аппаратуры и здоровье людей.

С другой стороны, поток мюонов, распространяясь в атмосфере, подвержен влиянию различных термодинамических процессов как общепланетарного масштаба (сезонные изменения, вариации день-ночь), так и локального характера, связанных с активными атмосферными процессами (ураганы, грозы, торнадо и др.). Развитие этих атмосферных явлений приводит к образованию волновых процессов в верхней тропосфере, которые модулируют поток мюонов. Несмотря на то, что относительные изменения

потока мюонов малы, изучение этих вариаций открывает возможность заблаговременного обнаружения атмосферных возмущений катастрофического характера.

Таким образом, комплексное изучение вариаций потока мюонов на поверхности Земли открывает новое направление в экспериментальной физике – мюонную диагностику процессов в атмосфере и межпланетном пространстве.

Первичные космические лучи (ПКЛ) представляют собой поток ядер атомов, в основном протонов, родившихся и ускоренных до высоких энергий в космических объектах или в космическом пространстве. В зависимости от энергии и механизма генерации ПКЛ условно можно выделить несколько основных групп:

- *внегалактические КЛ* – космические лучи, родившиеся вне пределов нашей Галактики. Эти КЛ не могут быть удержаны галактическими магнитными полями и, по современным представлениям, имеют энергии, превышающие 10^{17} эВ;
- *галактические КЛ (ГКЛ)* – космические лучи, родившиеся в нашей Галактике. Считается, что частицы с энергиями 10^{15} – 10^{17} эВ удерживаются галактическим магнитным полем;
- *солнечные КЛ* – потоки частиц, образованные в активных процессах на Солнце (до 15 – 100 ГэВ; 1 ГэВ = 10^9 эВ);
- *гелиосферные (межпланетные) КЛ* – образованные на ударных волнах во время распространения замагниченной солнечной плазмы в гелиосфере. Типичные энергии, до которых возможно такое ускорение – 10 – 100 МэВ.

Первичные космические лучи, взаимодействуя с атмосферой, генерируют вторичные космические лучи. Дифференциальный энергетический спектр ПКЛ имеет степенной вид с показателем степени примерно равным -2.7 (в области энергий от 10^9 до 10^{15} эВ). Поток ПКЛ высоких энергий вне пределов гелиосферы с высокой степенью изотропен и постоянен. При низких энергиях (менее 1 ГэВ) поток ПКЛ модулируется различными солнечными процессами, интенсивность которых сильно зависит от солнечной активности. Это влияние может затрагивать и более высокие области энергий, вплоть до десятков и даже сотен ГэВ. Причем процессы, связанные с солнечной активностью, могут вызвать изменения, как величины интенсивности, так и изотропии первичного потока космических лучей.

Попадая на границу земной атмосферы, первичные космические лучи взаимодействуют с ядрами атомов воздуха (рис. В1). При этом в результате адрон-ядерных взаимодействий образуется большое количество вторичных заряженных мезонов, в основном π и K , которые, взаимодействуя и распадаясь (время жизни около 10^{-8} с), образуют поток вторичных космических лучей. В этом потоке важную роль играют мюоны, которые, являясь проникающей компонентой, составляют около 70 % КЛ на поверхности Земли. Взаимодействие ПКЛ с ядрами атомов атмосферы происходит в слое около 100 г/см^2 , что соответствует высотам 15 – 20 км.

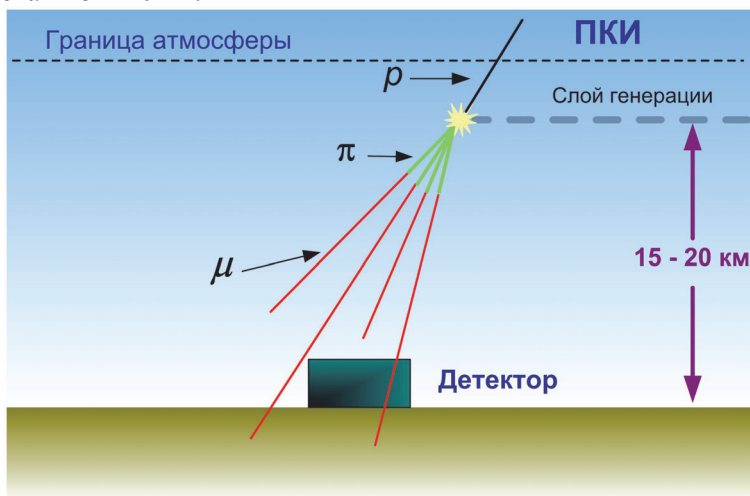


Рис. В1. Образование потока мюонов в атмосфере

При больших энергиях ($E > 10 \text{ ГэВ}$) направление движения мюонов практически совпадает с направлением движения первичной частицы. Это дает возможность связать анизотропию в угловом распределении и изменение интенсивности потока мюонов на поверхности Земли с анизотропией и изменением ПКЛ, связанных либо с отклонением частиц космических лучей в магнитных полях облаков замагниченной плазмы от вспышек на Солнце, либо с изменением геомагнитного порога во время магнитных бурь. С другой стороны, условия генерации мюонной компоненты сильно зависят от термодинамических процессов, происходящих в слое генерации. Кроме того, зоны локальных

перепадов давления в самой атмосфере на пути движения мюонов также влияют на интенсивность их потока. Все эти процессы приводят к изменениям (глобального или локального характера) потока мюонов на поверхности Земли. Особо интенсивные потоки релятивистских солнечных частиц, ускоренные во время мощных солнечных вспышек, могут вызвать значительное повышение радиации в околоземном пространстве и в верхней тропосфере и даже сопровождаться многократным увеличением потока космических лучей на поверхности Земли. Такие события получили название *GLE – Ground Level Enhancement*.

Вариации вторичных космических лучей впервые были зарегистрированы в 30-е гг. XX в. Дальнейшие исследования проводились с помощью мюонных телескопов и нейтронных мониторов, которые были изобретены в 1942 г. Позднее нейтронные мониторы были стандартизованы и объединены в единую планетарную сеть, насчитывающую несколько десятков детекторов. За последние 50 лет был исследован ряд важных закономерностей в физике Солнца, в вариациях КЛ, связанных с крупномасштабными возмущениями в гелиосфере, различными эффектами в магнитосфере и атмосфере Земли.

Нейтронные мониторы и мюонные детекторы до сих пор остаются наиболее распространенными наземными установками, которые продолжают постоянно модифицироваться и совершенствоваться. Однако у них есть существенный недостаток – низкое угловое разрешение, что ограничивает круг задач, связанных с исследованием динамики и структуры процессов и явлений в околоземном пространстве. Кроме того, процессы, протекающие в атмосфере, с помощью этих детекторов вообще не исследуются и рассматриваются как фоновые, которые необходимо исключать из анализируемой информации.

Успехи, достигнутые в XX веке при исследовании космических лучей, заложили базис для решения обратной задачи – на основе анализа пространственно-временных вариаций потока мюонов на поверхности Земли исследовать процессы, которые являются причиной этих изменений. Совокупность экспериментальных методов удаленного мониторинга, основанных на одновременной регистрации потока мюонов со всех направлений небесной полусферы с целью изучения различных динамических процессов в гелиосфере, магнитосфере и атмосфере Земли, составляют новую

экспериментальную дисциплину – мюонную диагностику. Для развития этого научного направления были созданы наземные детекторы космических лучей нового типа – мюонные годоскопы, которые позволяют исследовать нестационарные процессы в атмосфере и околоземном пространстве в режиме реального времени.

Данный лабораторный практикум направлен на получение практических навыков, необходимых для усвоения учебных курсов «Мюонная диагностика» и «Космическая погода». Пособие содержит в себе как элементы из вышеперечисленных курсов, необходимые для понимания работ при выполнении практических занятий, так и оригинальные разделы, которые носят прикладной характер.

В первом разделе приводится описание основных типов детектирующих систем и экспериментальных методик, применяемых для исследования вариаций потока мюонов на поверхности Земли. Рассматриваются особенности угловой зависимости интенсивности мюонов на поверхности Земли. Особое внимание уделено описанию нового поколения мюонных детекторов – широкоапертурных мюонных годоскопов. По теме раздела выполняются две лабораторные работы.

Во втором разделе описываются основные подходы к анализу и обработке пространственно-временных вариаций потока мюонов. Подробно излагаются методы статистического анализа нестационарных временных рядов экспериментальных данных. Для закрепления изложенного теоретического материала выполняются две лабораторные работы.

Третий раздел посвящен анализу физических процессов в гелиосфере и магнитосфере Земли, модулирующих ПКЛ и, как следствие, вызывающих вариации потока мюонов космических лучей на поверхности Земли. Описываются основные механизмы воздействия на поток первичных космических лучей во время их прохождения через гелиосферу и во время магнитных бурь в магнитосфере Земли. По данному разделу выполняется три лабораторные работы.

В четвертом разделе описываются физические механизмы изменения потока мюонов в слое генерации и во время прохождения через атмосферу (три лабораторные работы).

В конце каждого раздела практикума приведены контрольные вопросы. Для допуска к практическим занятиям студент должен ответить на вопросы, относящиеся к теме занятия. При этом информация, которая непосредственно требуется для выполнения практических занятий, повторена во введении к каждой практической работе, что делает описание каждой работы самостоятельным справочным материалом.

1. Экспериментальные методы мюонной диагностики

Методы мюонной диагностики основываются на анализе пространственно-временных вариаций потока мюонов. Средняя энергия мюонов на поверхности Земли составляет величину около 4 ГэВ. На рис. 1.1 приведены спектры мюонов на уровне моря под зенитными углами 0° и 75° . В основном, данные получены с помощью магнитных спектрометров, которые способны с высокой точностью определять величину импульса мюона. Для удобства спектр мюонов умножен на величину $p_\mu^{2.7}$.

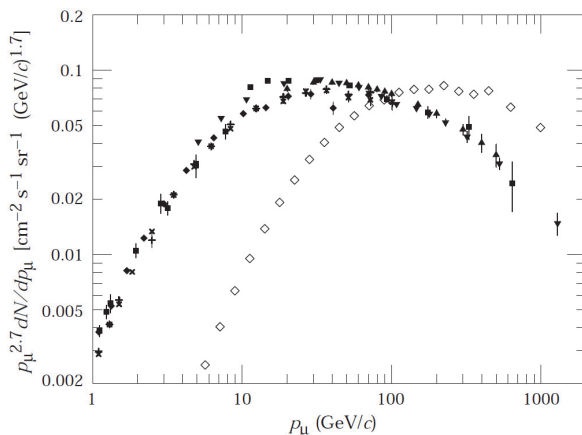


Рис. 1.1. Спектр мюонов при $\theta = 0^\circ$ (темные точки) и $\theta = 75^\circ$ (светлые). Рисунок из обзора Particle Data Group

Исторически можно выделить несколько этапов исследования наземных вариаций потока космических лучей:

1925 – 1935 гг.: открытие вариаций (открытие «мягкой» и «жесткой» компонент КЛ, барометрический эффект и т.д.);

1935 – 1950 гг.: комплексные исследования вариаций жесткой компоненты и определение основных типов вариаций;
 1940 – 1960 гг.: создание нейтронных мониторов, первая регистрации события GLE;
 1960 – 1990 гг.: создание нейтронных супермониторов и мировой сети нейтронных мониторов;
 1990 – 2005 гг.: проект «Земля – космический корабль», создание мировой сети мюонных телескопов;
 1995 – 2005 гг.: создание первых широкоапертурных мюонных годоскопов;
 2004 г. – по настоящее время: развитие методов мюонной диагностики.

1.1. Различные типы мюонных детекторов

Самыми распространенными типами детекторов для исследования изменений потока мюонов КЛ до недавнего времени являлись мюонные телескопы (МТ) и магнитные спектрометры. Важнейшей характеристикой потока мюонов на уровне наблюдения является его интенсивность. Обычно используются следующие определения:

1) дифференциальная по энергии интенсивность

$$I(E, \theta, \varphi) = \frac{dN}{ds d\Omega dE dt}, [I] = (\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{ГэВ})^{-1}, \quad (1.1)$$

где dN – число частиц с энергией от E до $E + dE$, пришедших из элемента телесного угла $d\Omega$ и пересекающих площадку ds , ориентированную перпендикулярно направлению θ, φ за время dt ;

2) интегральная интенсивность

$$\Phi(E > E_{\text{мин}}, \theta, \varphi) = \int_{E_{\text{мин}}}^{\infty} I(E, \theta, \varphi) dE, [\Phi] = (\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}, \quad (1.2)$$

где $E_{\text{мин}}$ – минимальная энергия регистрируемых частиц. Интегральную интенсивность можно определить из эксперимента по формуле:

$$\Phi(E > E_{\text{мин}}, \theta, \varphi) = \frac{\Delta N(E > E_{\text{мин}}, \theta, \varphi)}{T \cdot \varepsilon(\theta, \varphi) \cdot \Delta S\Omega(\theta, \varphi)}, \quad (1.3)$$

где $\Delta N(E > E_{\text{мин}}, \theta, \varphi)$ – число событий, зарегистрированных в данной области телесного угла, T – "живое" время измерений. Коэффициент $\varepsilon(\theta, \varphi)$ учитывает эффективность регистрации. Величина $\Delta S\Omega(\theta, \varphi)$ представляет собой светосилу установки. Светосила может быть выражена следующим интегралом:

$$\Delta S\Omega(\theta, \varphi) = \int_{\Delta\Omega} S(\theta', \varphi') d\Omega'. \quad (1.4)$$

Здесь $\Delta\Omega$ – телесный угол в направлении θ, φ . Если эффективная площадь установки не зависит от угла φ , то можно провести интегрирование по этому углу и формула примет вид

$$\Delta S\Omega(\theta) = \Delta\varphi \int_{\theta-\Delta\theta/2}^{\theta+\Delta\theta/2} S(\theta') \sin\theta' d\theta'. \quad (1.5)$$

Пренебрегая зависимостью интенсивности от азимутального угла φ , можно оценить число мюонов, пересекающих площадку S в единицу времени:

$$dN / dt = \iint_{S \Omega} I(\theta) ds d\Omega, \quad (1.6)$$

где $I(\theta) = I_0 \cos^\alpha \theta$ – угловое распределение потока мюонов на уровне моря, $\alpha \approx 1.8$, а I_0 – вертикальная интенсивность мюонов, равная примерно

$$I_0 = 80 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}. \quad (1.7)$$

1.1.1. Мюонные телескопы

Традиционно для обеспечения необходимой статистической точности при исследовании вариаций мюонные телескопы (МТ) собираются из крупногабаритных счетчиков. Это – газоразрядные счетчики или пропорциональные камеры, объединенные в большие секции, либо пластические сцинтилляторы с характерными размерами порядка 1 кв. м. Несколько слоев счетчиков с мозаичной структурой прослаиваются свинцовым фильтром толщиной 5 – 10 см для поглощения мягкой компоненты КЛ и работают в режиме мажоритарных совпадений разных комбинаций верхних и нижних счетчиков. Мозаичная структура телескопов позволяет выделять в пространстве несколько направлений с угловым разрешением 20 – 30 градусов. Средние энергии ПКЛ, которые генерируют поток вторичных мюонов, регистрируемых МТ на

поверхности Земли, соответствуют величинам около 50 ГэВ (для вертикального направления). Характерные размеры МТ колеблются в пределах от нескольких кв. метров до нескольких десятков кв. метров.

В настоящее время применяют комплексные детекторы на основе объединения двухрядного сцинтилляционного МТ с размещенным внутри нейтронным монитором. Их характерные размеры невелики ($1 - 6 \text{ м}^2$) при довольно низком угловом разрешении (рис. 1.2).

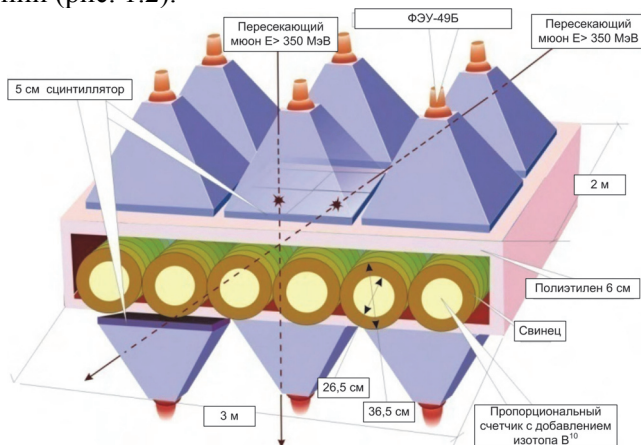


Рис. 1.2. Схема гибридного нейтронного монитора, объединяющего нейтронный монитор на базе пропорциональных счетчиков с добавлением изотопа B^{10} , и мюонный телескоп

1.1.2. Многонаправленные мюонные телескопы

Следующим этапом развития методов исследования вариаций потока мюонов на поверхности Земли стало создание мюонных телескопов с высокой степенью грануляции. Это дает возможность одновременной регистрации интенсивности мюонов сразу по многим направлениям. Примером такого детектора является многонаправленный мюонный телескоп в исследовательском центре на горе Норикура (Япония). Детектор состоит из четырех слоев, включающих по 44 пропорциональных камеры (ПК). Каждая ПК представляет собой цилиндр длиной 5 м и диаметром 10 см. Над верхним слоем расположен слой свинца толщиной 5 см. Верхний и третий слой ориентированы в направлении восток-запад

(X координата). ПК второго и нижнего слоев, соответственно – север-юг (Y координата). Верхний и второй слои образуют координатную плоскость, которая находится на расстоянии 80 см по вертикали от нижней плоскости. Триггером является 4-кратное совпадение сработавших ПК. Угловое разрешение для вертикального направления составляет величину $\pm 7^\circ$. Данные получаются в виде матриц размером (87×87) ячеек. Однако для анализа используется только центральная часть (11×11) , охватывающая диапазон зенитных углов $0^\circ - 55^\circ$.

Другим примером многонаправленного мюонного телескопа является система детекторов GRAPES-3 установки для регистрации ШАЛ, созданной индийско-японской коллаборацией в Оуту (южная Индия). Мюонный детектор состоит из 16 модулей площадью $6 \times 6 \text{ м}^2$ каждый, перекрытых сверху бетонными плитами общей толщиной 2 м. Каждый модуль состоит из четырех плоскостей пропорциональных камер (232 шт., рис. 1.3). Камеры квадратного сечения ($10 \times 10 \text{ см}^2$) имеют длину 6 м. Укладка в соседних слоях взаимно ортогональная. Соседние координатные слои проложены 15 см бетона, а пары слоев – 50 см бетона. Точность измерения углов трека в проекционных плоскостях $\pm 8^\circ$. Порог регистрации мюонов – 1 ГэВ. Супермодуль состоит из четырех модулей, отстоящих друг от друга на расстоянии 130 см. Данные формируются в виде последовательности матриц размером (15×15) ячеек.

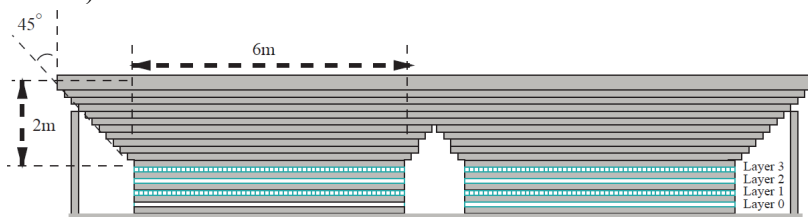


Рис. 1.3. Схема мюонного телескопа GRAPES-3

Описанные выше многонаправленные мюонные телескопы обладают рядом существенных недостатков. В этих установках используются круглые и квадратные пропорциональные камеры, сложенные в виде детектирующих плоскостей. Внутри апертуры имеется много зон пониженной эффективности на границах вдоль

каждого счетчика, обусловленных плохим собиранием электронов из периферийных зон камер и щелевыми зазорами между ними. Даже улучшенные конструкции мюонных телескопов имеют угловое разрешение около 10 градусов. Это ограничивает круг задач, связанных с исследованием структуры и динамики процессов локального характера в атмосфере Земли, а также тонкой структуры углового распределения потока мюонов, связанной с анизотропией первичных космических лучей.

1.1.3. Подземные мюонные детекторы

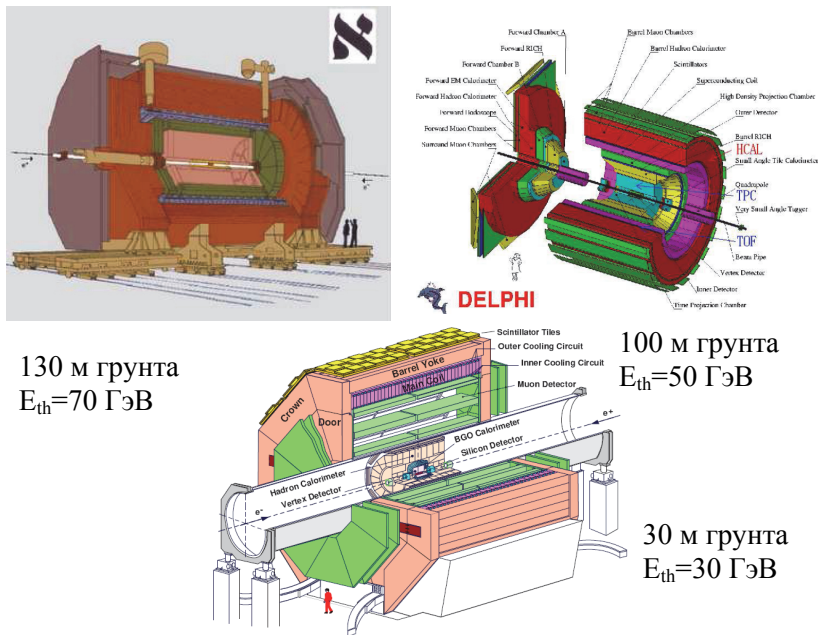


Рис. 1.4. Мюонные спектрометры LEP

Значительные успехи в изучении мюонной компоненты вторичных КЛ были достигнуты с помощью магнитных спектрометров, построенных для ускорительных экспериментов, проводившихся на ускорителе LEP (ЦЕРН, Швейцария): ALEPH, DELPHI и L3 (рис. 1.4). Каждый детектор располагается на разной глубине, имеет свою пороговую энергию и обладает высокой гранулированностью, позволяющей определять положение в

пространстве каждого зарегистрированного трека мюона с высокой точностью. С помощью спектрометров были осуществлены прецизионные исследования энергетического спектра мюонов, характеристик групп мюонов, а также вариаций интенсивности мюонов, связанных с активностью Солнца.

1.1.4. Распределенные системы мюонных детекторов

Новые возможности для изучения динамики среднemasштабных локальных атмосферных возмущений (мощные грозы, ураганы, торнадо и др.) открываются в связи с созданием нового поколения установок для регистрации ШАЛ, генерированных первичными космическими лучами сверхвысоких энергий ($> 10^{19}$ эВ).

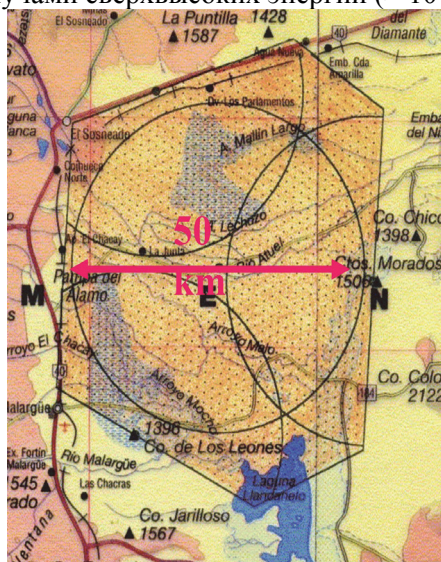


Рис. 1.5. Карта расположения обсерватории «Пьер Оже»

Такие установки представляют собой массивы небольших детекторов, расположенных в регулярном порядке на площади, превышающей 1000 км^2 . Примером подобной установки является обсерватория «Пьер Оже», созданная в Аргентине коллаборацией ученых из 19 стран. Обсерватория состоит из двух независимых детекторов: классической ливневой установки для регистрации ШАЛ и четырех флуоресцентных детекторов, регистрирующих

изотропное флуоресцентное излучение, генерируемое молекулами азота при прохождении ливня через атмосферу.

Ливневая установка представляет собой массив из 1600 поверхностных детекторов (ПД), расположенных в регулярном порядке с шагом 1.5 км на площади 3000 км³ (рис. 1.5). Каждый ПД представляет собой водный черенковский детектор цилиндрической формы с объемом 12 м³ и площадью 10 м², внутренний водный объем которого просматривается тремя полусферическими фотоумножителями. Поверхностные детекторы являются хорошими мюонными детекторами интегрального счета. С помощью ливневой установки обсерватории «Пьер Оже» можно исследовать процессы зарождения и развития грозных турбулентных процессов в атмосфере на основе анализа изменения потока мюонов, измеряемого одновременно на всей площади расположения поверхностных детекторов.

1.2. Мюонные годоскопы

Основной задачей мюонной диагностики, которая не была решена с помощью мюонных телескопов, является создание методов раздельного изучения процессов модуляции первичного космического излучения в гелиосфере, связанных с активностью Солнца, и вариаций потока вторичных КЛ в атмосфере.

Эта трудность преодолевается применением установок нового типа – мюонных годоскопов (МГ), обладающих широкой апертурой и высоким угловым разрешением (1 – 2°), способных в непрерывном режиме регистрировать пространственный поток КЛ в виде двумерных "снимков-матриц" одновременно со всех направлений верхней небесной полусферы. Такая информация дает возможность разделять влияние гелиосферных и магнитосферных факторов, которые изменяют поток космических лучей в больших пространственных масштабах, и атмосферных эффектов, носящих, как правило, достаточно локальный характер. Принципиальным отличием широкоапертурных мюонных годоскопов от многонаправленных мюонных телескопов является переход от дискретной регистрации углового распределения мюонного потока к непрерывной, что дает возможность детектировать и анализировать изображения верхней полусферы над годоскопом в «мюонном свете».

Масштаб относительных изменений интенсивности потока мюонов определяется величинами от долей процентов до нескольких процентов. Для надежной идентификация малых изменений на фоне статистических флуктуаций требуется обеспечение высокой статистической точности за короткое время. Поэтому детектирующие системы МГ должны обладать высокой временной стабильностью и большой эффективной площадью регистрации. При расчете темпа счета детектора необходимо учитывать триггерные условия и эффективность регистрации мюонов установкой.

1.2.1. Мюонный годоскоп ТЕМП

Первый в мире широкоапертурный мюонный годоскоп "ТЕМП" был создан в МИФИ в 1995 г. (рис. 1.6). Годоскоп представляет собой сборку из двух пар координатных плоскостей на основе узких трехметровых сцинтилляционных счетчиков-стрипов, имеет площадь $3 \times 3 \text{ м}^2$ и содержит 512 регистрирующих каналов.

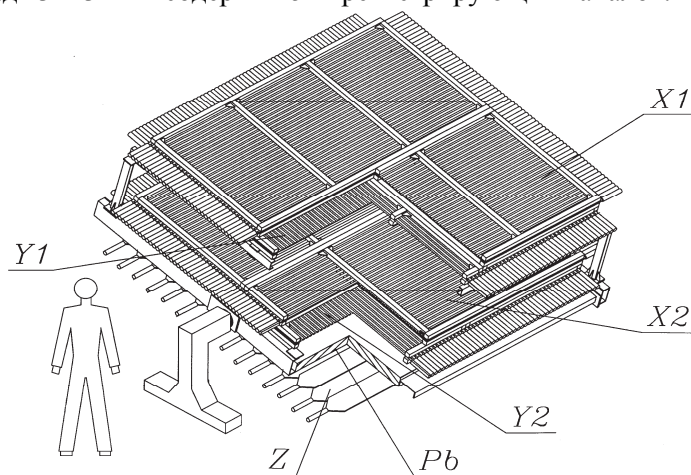


Рис. 1.6. Схема поворотного мюонного годоскопа (ТЕМП) площадью $3 \times 3 \text{ м}^2$:

$X1, Y1$ – верхние, $X2, Y2$ – нижние слои сцинтилляторов, Z – пятый слой крупногабаритных триггерных сцинтилляторов, Pb – свинцовый поглотитель мягкой компоненты КЛ, толщиной 5 см

Конструктивно, отдельный счетчик (рис. 1.7) состоит из обернутой в светоотражающую майларовую пленку и светоизолированной снаружи сцинтилляционной полосы-стрипа (2.5 см × 1.0 см × 290 см), механически соединенной с дюралевым корпусом, где размещается ФЭУ-85 с делителем высокого напряжения для питания ФЭУ. ФЭУ-85 регистрирует вспышки света, образующиеся в результате взаимодействия падающих заряженных релятивистских частиц с веществом сцинтиллятора.

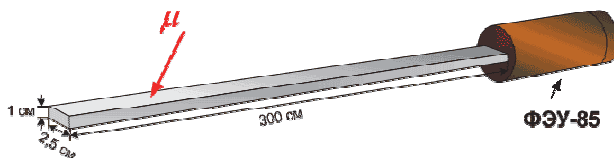


Рис. 1.7. Сцинтилляционный счетчик-стрип

Два слоя счетчиков по 128 штук образуют координатную плоскость. Чтобы не было щелей между счетчиками, соседние пластины в слое размещены с перекрытием 3 мм (рис. 1.8). Сцинтилляционные стрипы одного слоя уложены перпендикулярно стрипам другого. Если мюон проходит через плоскость, то срабатывают два перпендикулярных стрипа (рис. 1.9). Их пересечение дает точку мюонного следа. Вторая точка находится во второй плоскости. Через эти точки проводится прямая в пространстве, которая дает положение трека мюона.

Установка снабжена поворотной рамой, позволяющей наклонять детектор до зенитного угла 45° .

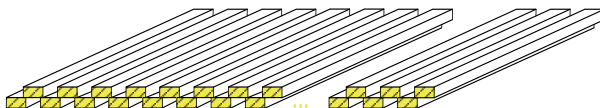


Рис. 1.8. Размещение пластин сцинтилляторов в одной плоскости детектора

Мюоны регистрируются практически с любого направления верхней полусферы. Темп счета детектора составляет около 600 событий в секунду. Трек мюона, проходящего через две пары взаимно пересекающихся стрипов, попадает в некоторую ячейку телесного угла. Для накопления и архивации данных используется матричный способ. Алгоритм формирования матричных данных

состоит в следующем. Для каждого события в режиме реального времени («on-line») вычисляются разницы $\Delta x, \Delta y$ позиционных номеров сработавших стрипов:

$$\Delta x = X_1 - X_2; \Delta y = Y_1 - Y_2, \quad (1.8)$$

где индекс 1 – верхние, 2 – нижние координатные плоскости годоскопа. Значения Δx и Δy лежат в пределах

$$-127 \leq \Delta x \leq +127 \quad -127 \leq \Delta y \leq +127. \quad (1.9)$$

Таким образом, каждой зарегистрированной частице соответствует ячейка в двумерной матрице размером (255×255) ячеек по 65025 различным пространственным направлениям. При этом углы θ и φ для каждого направления получаются в виде (рис. 1.9):

$$\operatorname{tg} \theta = \sqrt{(\Delta x^2 + \Delta y^2)} / \Delta z, \quad (1.10)$$

$$\cos \varphi = \Delta x / \sqrt{(\Delta x^2 + \Delta y^2)}, \quad (1.11)$$

где Δz – расстояние между парами верхних и нижних плоскостей счетчиков (в единицах шага расположения счетчиков).

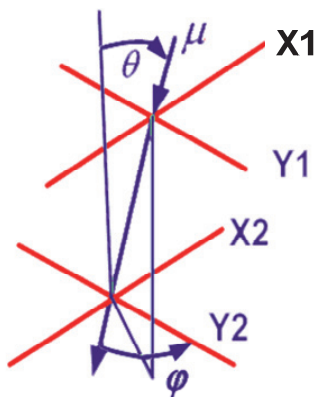


Рис. 1.9. Схема регистрации пролета мюона

Информация о треках записывается в соответствующие ячейки угловой матрицы события в течение одной минуты. Наборы таких матриц представляют собой накопленные дифференциальные угловые распределения мюонов из верхней небесной полусферы в виде последовательности двумерных "снимков-матриц" с минутной экспозицией.

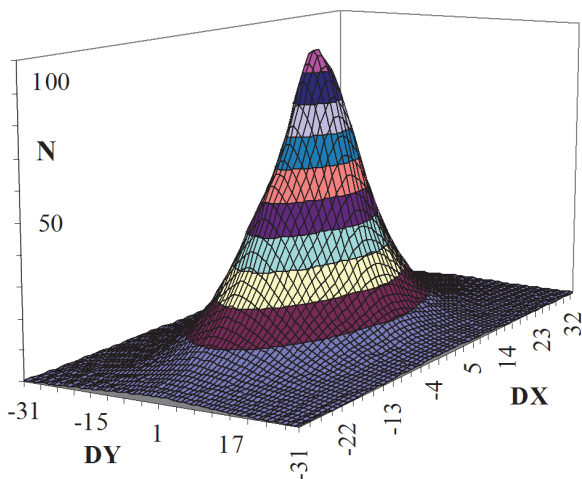


Рис. 1.10. Матричные данные (64×64 ячейки центральной части матрицы) установки ТЕМП. Контуры соседних полос соответствуют изменению потока мюонов на 10 % от его максимальной величины

На основе полученной последовательности минутных матриц можно формировать матрицы и для других промежутков времени. На рис. 1.10 приведен пример матрицы счета мюонов, просуммированной за 5 часов экспозиции. Острый пик в центре ($\Delta x = \Delta y = 0$) соответствует вертикальному потоку мюонов. С ростом зенитного угла число частиц быстро падает. Это обусловлено уменьшением светосилы установки и падением углового распределения потока атмосферных мюонов по закону $\sim \cos^\alpha \theta$, где $\alpha \approx 2$. Из-за сильной зенитно-угловой зависимости интенсивности мюонов для анализа используется главным образом центральная часть мюонной матрицы (64×64 ячейки).

Форма зенитно-углового распределения потока мюонов непостоянна во времени. Изменение формы распределения отражает изменение дифференциальной угловой интенсивности мюонов, вызванное различными физическими процессами в атмосфере или околоземном пространстве. Однако визуальное восприятие матриц в виде, представленном на рис. 1.10, неудобно. Если вычислить средние значения $\langle N_{ik} \rangle$, накопленные в каждой

ячейке за длительный интервал времени, то для каждой ячейки можно определить текущие абсолютные или относительные отклонения:

$$\Delta N_{ik}(t) = N_{ik}(t) - \langle N_{ik} \rangle, \quad (1.12)$$

$$n_{ik}(t) = (N_{ik}(t) - \langle N_{ik} \rangle) / \sigma_{ik}, \quad (1.13)$$

где σ_{ik} – среднеквадратичное отклонение для измеренного значения интенсивности в ячейке (i, k) : $\sigma_{ik} = \sqrt{(\sum N_{ik}(t) - \langle N_{ik} \rangle) / (m-1)}$, где m – число точек в выбранном временном ряду.

На рис. 1.11 приведены значения матричных данных в виде относительных отклонений $n_{ik}(t)$ за 10 минут экспозиции для случая спокойных условий в гелиосфере и стабильных метеоусловий. Равномерные отклонения от среднего (вверх и вниз) по всей площади, без какой-либо заметной пространственной структуры, отражают пуассоновские флуктуации темпа счета.

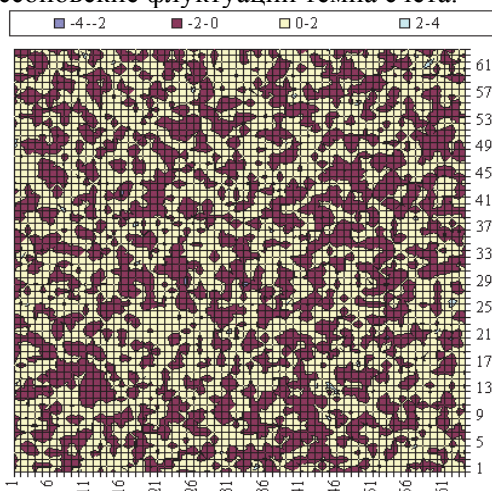


Рис. 1.11. Фоновая матрица (64×64 ячейки) угловой интенсивности мюонов в относительных отклонениях. Темный цвет: $n_{ik} < 0$; светлый: $n_{ik} > 0$

За 10 лет эксплуатации годоскопа ТЕМП был успешно апробирован новый способ наблюдения опережающих внутренних гравитационных волн, связанных с отдаленной грозовой активностью в атмосфере Земли. Были получены уникальные

данные по вариациям потока мюонов, предшествующим геомагнитным возмущениям, которые свидетельствуют о существовании корреляций между динамическими процессами в гелиосфере и изменениями интенсивности мюонов, и могли быть использованы в качестве предиктора возмущений магнитосферы Земли.

1.2.2. Мюонный годоскоп УРАГАН

Следующим этапом развития экспериментальных методов мюонной диагностики стало создание в Экспериментальном комплексе НЕВОД широкоапертурного прецизионного мюонного годоскопа УРАГАН, который в полной мере воплотил в себе преимущества мюонных годоскопов. Установка была создана на основе четырех горизонтальных сборок-супермодулей верхних координатно-трековых детекторов ДЕКОР площадью по 11.5 м^2 , размещенных над черенковским водным детектором (ЧВД) НЕВОД. Основными регистрирующими элементами детектора являются газоразрядные камеры, работающие в режиме ограниченного стримера, с внешним двухкоординатным съемом информации.

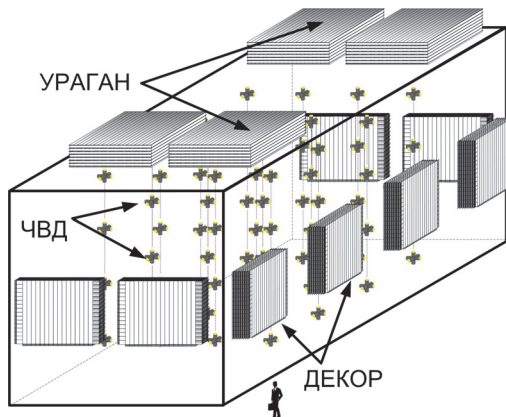


Рис. 1.12. Размещение бокового и верхнего координатных детекторов экспериментального комплекса НЕВОД

Расположение супермодулей (СМ) мюонного годоскопа над ЧВД НЕВОД, а также бокового координатного детектора ДЕКОР показано на рис. 1.12. Каждый супермодуль представляет собой

восемь слоев камер вместе с системой внешних считывающих пластин-стрипов (всего 320X+288Y каналов с шагом 1.0 и 1.2 см соответственно), проложенных сплошными пенопластовыми листами толщиной 5 см (рис. 1.13).

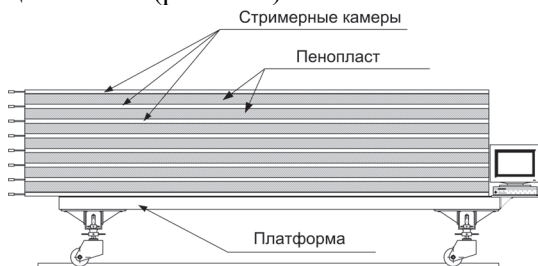


Рис. 1.13. Мобильная платформа супермодуля, вид сбоку

Каждый слой собирается из 20 камер, которые состоят из 16 трубок с площадью поперечного сечения $9 \times 9 \text{ мм}^2$ и длиной 3.5 м каждая, помещенных в один пластиковый корпус. Считывающие X-стрипы (полоски алюминиевой фольги, шириной 4 мм) расположены параллельно анодным нитям. Y-стрипы шириной 1 см расположены перпендикулярно X-стрипам с другой стороны камер (рис. 1.14). Супермодуль размещается на отдельной подвижной платформе, позволяющей изменять его положение относительно других супермодулей и регистрирующей системы ЧВД НЕВОД. На рис. 1.15 приведена фотография одного из супермодулей установки УРАГАН.

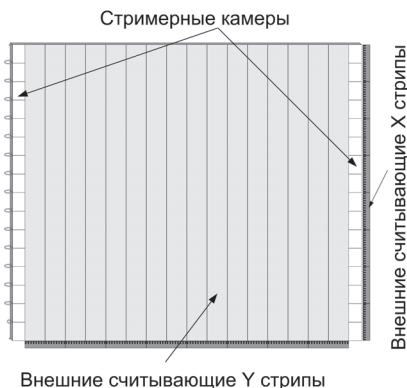


Рис. 1.14. Схема расположения камер и считывающих стрипов

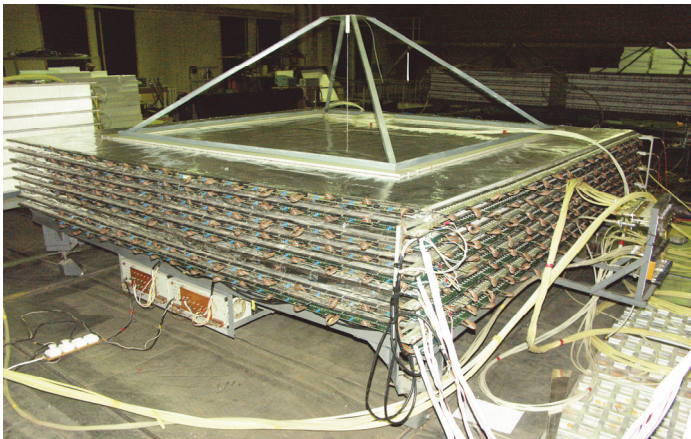


Рис. 1.15. Супермодуль установки УРАГАН

Функционирование камер в режиме ограниченного стримера обеспечивается специально подобранной трехкомпонентной газовой смесью ($\text{Ar} + \text{CO}_2 + n\text{-пентан}$) и выбором рабочего напряжения. Каждый супермодуль (СМ) обеспечивает высокую пространственную и угловую точность регистрации мюонов (соответственно 1 см и 0.8°) в диапазоне зенитных углов от 0 до 80 градусов.

Система триггирования и сбора данных годоскопа имеет распределенную многоуровневую архитектуру. Условием выработки триггера измерительной системы СМ является совпадение не менее четырех триггерных сигналов различных сработавших плоскостей в течение 300 нс, что с 99 % эффективностью идентифицирует прохождение заряженной частицы через супермодуль. Средний темп счета одного СМ составляет около 1700 событий в секунду.

Отклик супермодуля представляет собой информацию о сработавших стрипах в каждой из двух проекций X и Y . Пример события, соответствующего прохождению одиночного мюона, зарегистрированного супермодулем, представлен на рис. 1.16. Параметры трека (два проекционных угла) реконструируются в режиме реального времени посредством программного обеспечения, основанного на технологии гистограммирования срабатываний в каждой проекционной плоскости, и накапливаются в двумерном массиве (θ_x, θ_y) в течение минутного интервала.

Такой массив (матрица) данных представляет собой «мюонный снимок» верхней полусферы, ограниченной апертурой детектора, в течение минутной экспозиции.

```
struct TKadr
{
    char Signature[8]; // "URAGAN6" версия кадра
    unsigned long size; // полный размер структуры в байтах
    // Заголовок кадра
    unsigned long Nrun; // Номер рана
    unsigned long Nkadr; // номер кадра
    unsigned long Ntrigger; // Количество триггеров за время набора
    кадра
    unsigned long Nevents; // количество событий,
    реконструированных, в кадре
    unsigned long Nevbound; // Bound - количество событий,
    реконструированных, в кадре
    unsigned long NevboundX; // Bound - количество событий,
    реконструированных, в кадре
    unsigned long NevboundY; // Bound - количество событий,
    реконструированных, в кадре
    unsigned long ExprozTime; // Полное время экспозиции в
    миллисекундах
    unsigned long LiveTime; // Живое время экспозиции в
    микросекундах
    unsigned long DecodeErr; // количество ошибок раскодирования
    TDateTimeKadr start; // Время начала заполнения кадра
    TDateTimeKadr stop; // Время конца заполнения кадра
    unsigned long Pbar; // атмосферное давление в mbar*1000
    long Temperature; // температура в град*1000
    unsigned short Noise[8]; // Шумы плоскостей
    unsigned short Monit[4][8]; // Количество ошибок при
    мониторинговании
    unsigned long TrackPlane[2][8]; // [x,y][plane] Количество
    срабатываний плоскостей на треке
    unsigned long NLam[8]; // Статистика LAMов
    unsigned short Hit[8][608]; // Hit of "Y"plane, "X"plane
    // Границы для Bound
    short StripXmin, StripXmax, StripYmin, StripYmax, PLmin, PLmax;
```

```

//In DECOR coordinate
unsigned short LXfull,LYfull,LZfull; //full box size in mm
unsigned short LXbound,LYbound,LZbound; //bound box size in
mm
//Coordinate cross strip (0,0) on plane 0 in NEVOD coordinate, in
mm
short X0, Y0, Z0;
// for convert from local coordinate DECOR to coordinate NEVOD
*10000
short VdcrX[3], VdcrY[3], VdcrZ[3]; //direct of: step Y strip, step
plane, step X strip
unsigned short Sm;//номер супермодуля
char iddata[2]; // Идентификатор вида данных
// 0-[theta][phi/4]
// 1-
[45*sin(phi)sin(theta)+45][45*cos(phi)sin(theta)+45]
// 2-[45*sin(phi)theta/90+45][45*cos(phi)theta/90+45]
// 3-[45*tgY/6.+45][45*tgX/6.+45]
// 4-[45*atan(tgY)+45][45*atan(tgX)+45]
// for Data2
// NoBound: 4-[tgY/da+45.5][tgX/da+45.5],
da=tg(80*M_PI/180)/45.5
// Bound: 4-[atan(tgY)/2+45.5][atan(tgX)/2+45.5]
unsigned short lendata; //длина массива данных Data + Data2
//карта направлений в соответствии с iddata[0]
unsigned char Data[2][91][91]; //[all,bound][][]
//карта направлений в соответствии с iddata[1]
unsigned char Data2[2][91][91]; //[all,bound][][]
//Centr matrix Data2[0] for iddata[1]=4, cells: 35-55
//if( (iy >=35 && iy <=55) && (ix >=35 && ix <=55) )
// low byte place into Data2[iy][ix]
// high byte place into massiv Data, begin from Data[1][85][0]
// Example: high byte cell Data2[0][iy][ix] placed into
// *(&Data[1][85][0]+(ix-35)+(iy-35)*21)
// or: high byte cell Data2[0][iy][ix]
// y = 85 + ((ix-35)+(iy-35)*21)/91
// x = ((ix-35)+(iy-35)*21)%91
// placed into Data[1][y][x]
};

```

Реконструированные мюоны распределяются по четырем массивам Data[2][91][91] и Data2[2][91][91], каждый размером 91 на 91 ячейку. Массивы представляют собой двумерные угловые распределения потока мюонов из небесной полусферы за одну и ту же минуту, но в различных угловых координатах:

- Data[0] и Data[1] – матрицы в координатах (θ, φ) (0 – без условия пересечения всех восьми плоскостей, 1 – с условием пересечения), шаг по зенитному углу 1° , шаг по азимутальному углу 4° ;
- Data2[0] – матрицы с равномерным шагом по тангенсам проекционных углов $(\text{tg } \theta_x, \text{tg } \theta_y)$ в местной системе координат супермодуля, интервал изменения тангенса от -6 до $+6$ соответствует максимальному проекционному углу 80.5° , шаг по тангенсам составляет $1/30$;
- Data2[1] – матрицы с равномерным шагом по проекционным углам (θ_x, θ_y) , шаг по проекционным углам равен 2° .

Записанная экспериментальная информация в дальнейшем (после тщательной процедуры первичной обработки и отбора) используется для физического анализа.

Первый супермодуль мюонного годоскопа УРАГАН (11.5 м^2) был введен в режим измерений пространственно-временных вариаций в 2005 году. В настоящее время работает три СМ общей площадью около 34 м^2 и готовится к запуску четвертый. За время эксперимента по непрерывной регистрации потока мюонов проведен широкий ряд исследований как методического характера (отработка методики регистрации, триггирования, первичного анализа и селекции событий, практического применения различных методов статистического и волнового анализа нестационарных временных рядов для обнаружения скрытых частотных закономерностей), так и научных исследований корреляционных закономерностей между пространственно-временными вариациями потока мюонов на поверхности Земли и различными физическими процессами в атмосфере и ближнем космосе. Непрерывные данные по интегральному счету супермодулей и текущая картина анизотропии потока мюонов из верхней полусферы выставлены в интернет-портале http://nevod.mephi.ru/uragan_data.htm.

1.2.3. Мюонные 4π -гodosкопы

Детектирующие системы существующих мюонных годоскопов обладают одним существенным недостатком – резкой зависимостью светосилы от зенитного угла. Эта зависимость ограничивает эффективность регистрации потока мюонов при больших зенитных углах. Поэтому для анализа используется не весь объем угловой матрицы, а только ее часть, обычно ограничиваемая углами не более 60 градусов. Для компенсации этого эффекта применяют, как в случае мюонного годоскопа ТЕМП, поворотную раму. Однако, во-первых, это решение трудно реализовать для мюонных годоскопов большой площади, а во-вторых – оно не дает возможности одновременного слежения с одинаковой эффективностью за всеми направлениями небесной полусферы. Поэтому создание мюонного годоскопа, обладающего большой эффективной площадью в направлении любых зенитных и азимутальных углов, является актуальной задачей мюонной диагностики.

Для ее решения в настоящее время осуществляется модернизация регистрирующей системы черенковского водного детектора НЕВОД (см. рис.1.12). Детектирующая система ЧВД НЕВОД представляет собой регулярную решетку, в узлах которой расположены квазисферические измерительные модули (КСМ). На основании отклика сработавших КСМ пространственной решетки можно восстанавливать практически с одинаковой эффективностью треки частиц, приходящих с любого направления. Такая детектирующая система обладает свойством 4π -детектора. Новая регистрирующая система, в которой используются современные малозумящие фотоумножители и иерархические программируемые аппаратные средства регистрации, считывания и быстрого анализа многомерной экспериментальной информации, позволит детектировать мюоны в годоскопическом режиме. Дополнительные возможности дает регистрация потока мюонов совместно ЧВД НЕВОД, МГ УРАГАН и координатно-трековым детектором ДЕКОР. Такой комплекс обладает переменным энергетическим порогом – от 300 МэВ до 7 ГэВ, что очень важно при изучении энергетического спектра вариаций ПКЛ и СКЛ и температурного профиля атмосферы.

1.2.4. Угловое распределение мюонов на поверхности Земли

Мюонные годоскопы позволяют одновременно регистрировать мюоны космических лучей под различными зенитными углами, что значительно снижает систематические ошибки, например, при измерении зенитно-угловой зависимости.

Измерения зависимости интенсивности потока мюонов от зенитного угла и энергий ведутся более полувека. Поток мюонов изучается в наземных экспериментах на различных высотах и на уровне моря, а также в экспериментах под землей и под водой. Эксперименты на поверхности, в отличие от подземных, свободны от неопределенностей, связанных с точным измерением рельефа и состава грунта над установкой или с расчетами энергетических потерь в грунте. Кроме того, на поверхности Земли можно измерять потоки мюонов при очень больших зенитных углах, вплоть до 90° .

Поток мюонов на поверхности Земли не является изотропным, поэтому темп счета детектора уменьшается при увеличении зенитного угла θ прилета мюонов. Зависимость от азимутального угла φ в первом приближении отсутствует. Интенсивность потока мюонов с различных направлений небесной сферы, спроецированная на двумерную плоскость, имеет вид колокола (рис. 1.17).

Суммируя данные мюонного годоскопа по определенным ячейкам, можно получить количество мюонов из того или иного телесного угла. В частности, проведя суммирование по азимутальному углу, можно получить зависимость числа зарегистрированных мюонов от зенитного угла $N(\theta)$. Для получения интенсивности необходимо определить светосилу детектора. Если бы супермодуль представлял собой плоскую фигуру, то зависимость его площади от зенитного угла имела бы вид

$$S(\theta) = S_0 \cos \theta. \quad (1.14)$$

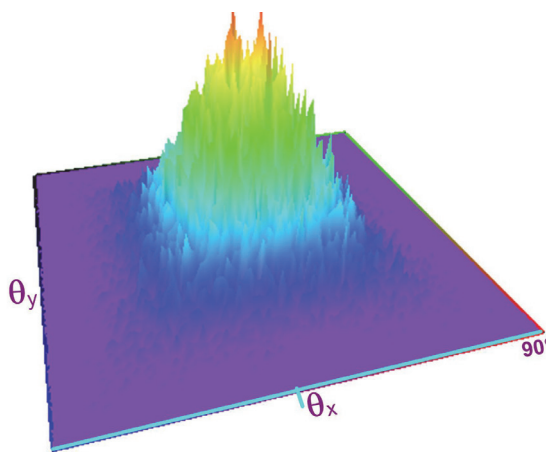


Рис. 1.17. Угловое распределение мюонов, зарегистрированных в течение одной минуты (матрица проекционных углов)

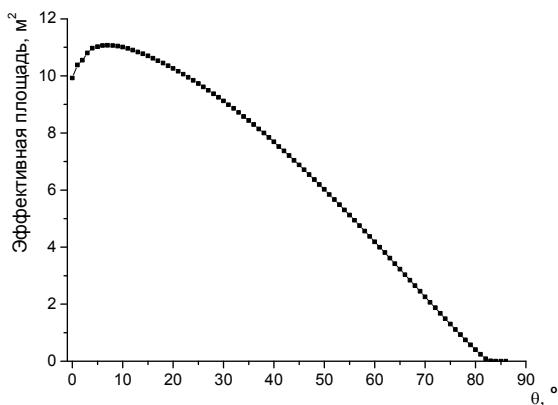


Рис. 1.18. Эффективная площадь супермодуля годоскопа УРАГАН

На самом деле зависимость более сложная, так как нужно учитывать, что супермодуль представляет собой параллелепипед, и при этом трек мюона обязан пересекать верхнюю и нижнюю грань. Из-за этого площадь убывает с зенитным углом несколько быстрее, чем по косинусу. Дополнительную поправку вносят особенности структуры супермодуля. Каждая плоскость представляет собой не сплошную регистрирующую поверхность, а совокупность отдельных стримерных трубок, между которыми находятся промежутки. Если мюон попадает между трубками, то он не будет

зарегистрирован плоскостью, а если он попадет в промежутки в четырех плоскостях из восьми, то его трек не будет реконструирован. Поэтому вблизи вертикали, когда вероятность попасть в несколько промежутков подряд особенно велика, полезная площадь супермодуля несколько уменьшается. На рис. 1.18 изображена зависимость детектирующей площади одного супермодуля от зенитного угла, полученная с помощью метода Монте-Карло.

1.2.5. Вектор локальной анизотропии

Если кадр мюонного годоскопа можно представить как двумерное угловое распределение мюонов, измеренное установкой за 1 минуту экспозиции, то вариации потока мюонов, вызванные внешними причинами (атмосферными или внеатмосферными процессами), будут искажать форму этого распределения. Поэтому для изучения вариаций мюонов был использован анализ изменения пространственной структуры углового распределения мюонов, получаемого по последовательности одномоментных (или просуммированных за некоторый интервал времени, например, за 5 минут) матриц. Интенсивность потока мюонов в общем случае зависит как от азимутального угла, так и от зенитного угла, причем эта зависимость может меняться со временем. Скалярной характеристикой потока в интервале времени Δt является сумма событий, а векторной характеристикой может служить вектор \vec{A} – сумма единичных векторов, каждый из которых имеет направление, полученное при реконструкции трека отдельного мюона. Вектор \vec{A} (вектор анизотропии) указывает среднее направление максимума в распределении угловой интенсивности потока мюонов (рис. 1.19). Так как мы имеем дело с данными, представленными в виде матрицы $M[\theta, \phi]$, а не отдельными событиями, то за направление векторов принимаются середины угловых ячеек матриц. В этом случае проекции вектора анизотропии потока будут иметь вид:

$$\begin{aligned}
 A_X(t) &= \frac{1}{N(t)} \sum_{\theta} \sum_{\varphi} M(\theta, \varphi, t) \cos \varphi \sin \theta \\
 A_Y(t) &= \frac{1}{N(t)} \sum_{\theta} \sum_{\varphi} M(\theta, \varphi, t) \sin \varphi \sin \theta \\
 A_Z(t) &= \frac{1}{N(t)} \sum_{\theta} \sum_{\varphi} M(\theta, \varphi, t) \cos \theta
 \end{aligned}
 \tag{1.14}$$

с условием нормировки

$$N(t) = \sum_{\theta} \sum_{\varphi} M(\theta, \varphi, t)
 \tag{1.15}$$

Где: t – время, которому соответствует интервал времени набора матрицы; θ, φ – середины ячеек угловой матрицы; $N(t)$ – полное число событий в используемом для подсчёта диапазоне углов. Суммирование проводится по всем азимутальным углам, а по зенитным – от нуля до некоторого максимального значения, зависящего от апертуры детектора.

Зенитное и азимутальное направление вектора находим обычным образом:

$$\begin{aligned}
 \varphi_A &= \arctan \left(\frac{A_Y}{A_X} \right), \\
 \theta_A &= \arccos \left(\frac{A_Z}{A} \right).
 \end{aligned}
 \tag{1.16}$$

Длина вектора: $A = \sqrt{A_X^2 + A_Y^2 + A_Z^2}$ зависит от формы углового распределения потока и диапазона используемых для вычисления углов.

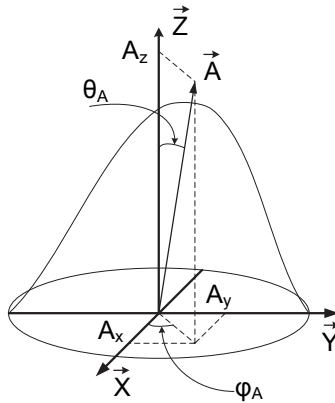


Рис. 1.19. Вектор локальной анизотропии

На рис. 1.20 показано изменение модуля вектора анизотропии за один год экспозиции.

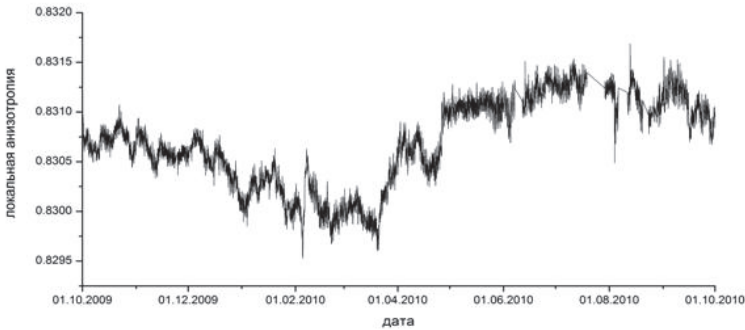


Рис. 1.20. Изменения модуля вектора локальной анизотропии с 01.10.2009 по 30.09.2010

Направление вектора анизотропии, естественно, очень близко к вертикальному. Поэтому, для исследования отклонений от среднего направления вектора анизотропии удобно использовать вектор относительной анизотропии \vec{r} – это трехмерный вектор, представляющий собой разницу между средним вектором анизотропии $\langle \vec{A} \rangle$, вычисленным по векторам анизотропии за длительный промежуток времени, и текущим вектором \vec{A} :

$$\vec{r} = \vec{A} - \langle \vec{A} \rangle \quad (1.17)$$

Длина, зенитное и азимутальное направления вектора относительной анизотропии вычисляются аналогично вектору локальной анизотропии. Особый интерес представляет длина горизонтальной проекции вектора \vec{r} . Эта длина характеризует величину “бокового” воздействия на угловое распределение потока мюонов. Обозначим её как r_h :

$$r_h = \sqrt{r_X^2 + r_Y^2} \quad (1.18)$$

На рис. 1.21 и 1.22 соответственно приведены зависимости модуля вектора относительной анизотропии и горизонтальной его проекции, полученные по данным УРАГАН в течение 2010 г.

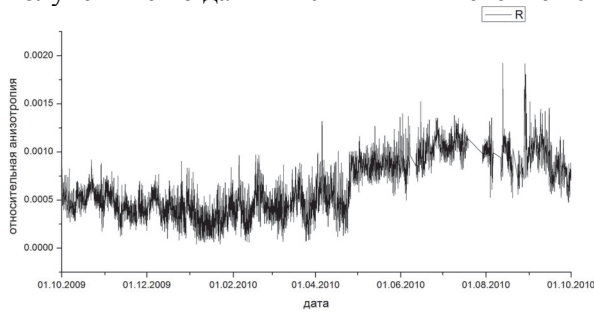


Рис. 1.21. Изменения модуля вектора относительной анизотропии с 01.10.2009 по 30.09.2010

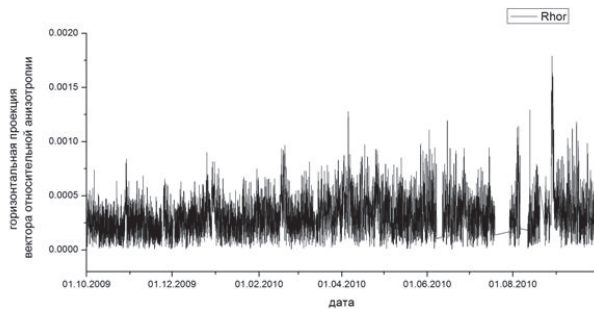


Рис. 1.22. Изменения горизонтальной проекции вектора относительной анизотропии с 01.10.2009 по 30.09.2010

1.2.6. Угловые характеристики

Во время анализа данных кроме расчета вектора локальной анизотропии, проводится аппроксимация зенитного распределения по данным матрицы $M(\theta, \varphi, t)$ и живого времени T . Аппроксимация проводится в предположении, что зенитно-угловая зависимость интенсивности потока мюонов, регистрируемых мюонным годоскопом, имеет вид степени косинуса угла, который отсчитывается не от вертикали, а от оси анизотропии потока.

$$\frac{N(\theta, \varphi, t)}{T} = C \cdot \cos^\alpha \theta' \cdot d\Omega, \\ \cos \theta' = \cos \varphi_A \sin \theta_A \cos \varphi \sin \theta + \\ + \sin \varphi_A \sin \theta_A \sin \varphi \sin \theta + c \cos \theta_A \cos \theta, \quad (1.19)$$

где: C – нормировочный коэффициент ($\text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$); α – показатель зенитно-угловой зависимости; $d\Omega$ – телесный угол ячейки матрицы; θ_A и φ_A – зенитный и азимутальный угол вектора анизотропии.

На рис. 1.23 приведено изменение показателя α в течение одного года.

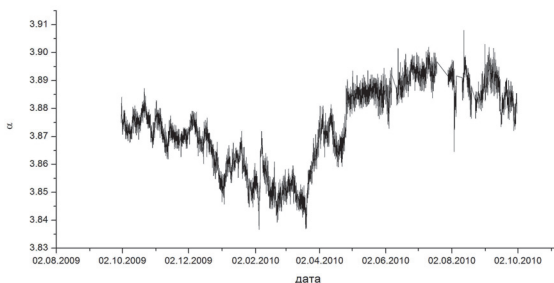


Рис. 1.23. Изменения показателя зенитно-угловой зависимости α с 01.10.2009 по 30.09.2010

1.2.7. Анализ статистических характеристик параметров анизотропии потока мюонов

Непрерывный характер измерений на мюонного годоскопе УРАГАН позволяет получать временные ряды параметров анизотропии потока мюонов за длительные промежутки времени с

малым интервалом между измерениями. На рис. 1.24 представлены зависимости проекций вектора \vec{r} в течение 2010 года.

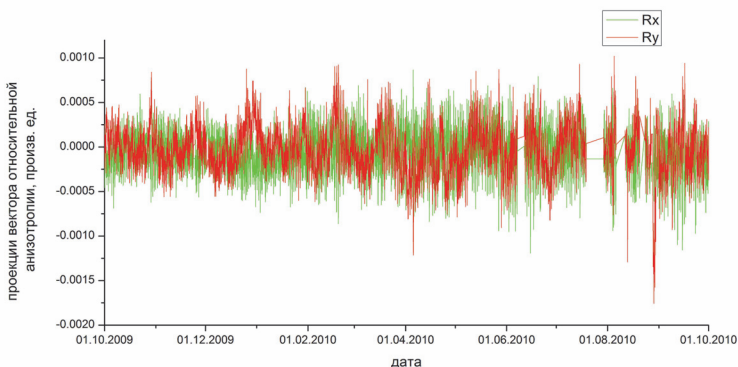


Рис. 1.24. Изменения проекций вектора относительной анизотропии за 01.10.2009 - 30.09.2010

Обращает на себя внимание уровень, на котором мюонный годоскоп позволяет проводить исследования анизотропии потока космических лучей на поверхности Земли. Из определения вектора локальной анизотропии (1.14) его длина порядка единицы, в то же время длина вектора относительной анизотропии на уровне 10^{-3} , а характерные величины его проекций на уровне 10^{-4} . Таким образом, мюонный годоскоп УРАГАН практически в режиме реального времени позволяет измерять относительные отклонения в зенитно-азимутальной зависимости потока мюонов космических лучей на уровне десятых и сотых долей процента.

Для надежного и достоверного выявления периодов увеличения анизотропии потока мюонов, вызванных развитием различных нестационарных процессов в околоземном пространстве и в атмосфере Земли, необходимо получить статистические характеристики как проекций вектора анизотропии, так и его длины. На рисунках 1.25–1.27 представлены распределения величин r_x и r_y , а также r_h по данным измерений 2010 года.

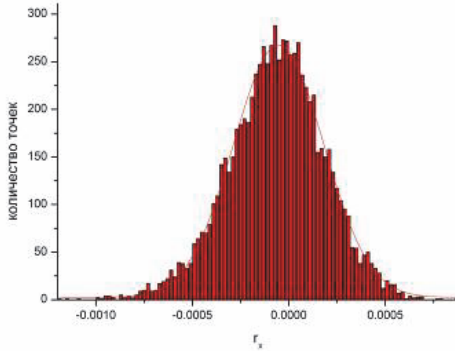


Рис. 1.25. Распределение x -проекции вектора относительной анизотропии

Из предположения, что проекции вектора относительной анизотропии подчиняются нормальному распределению, следует, что величина квадрата вектора относительной анизотропии должна удовлетворять экспоненциальному распределению. Рисунок 1.28 подтверждает этот вывод.

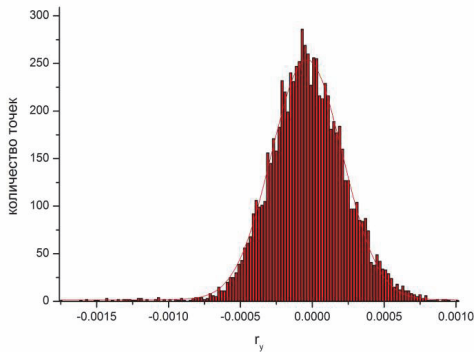


Рис. 1.26. Распределение y -проекции вектора относительной анизотропии

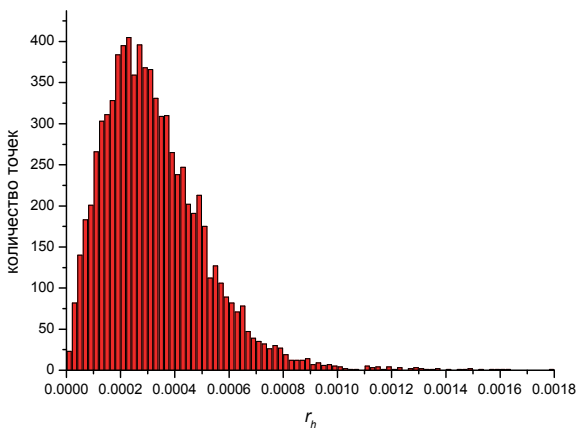


Рис. 1.27. Распределение величины r_h

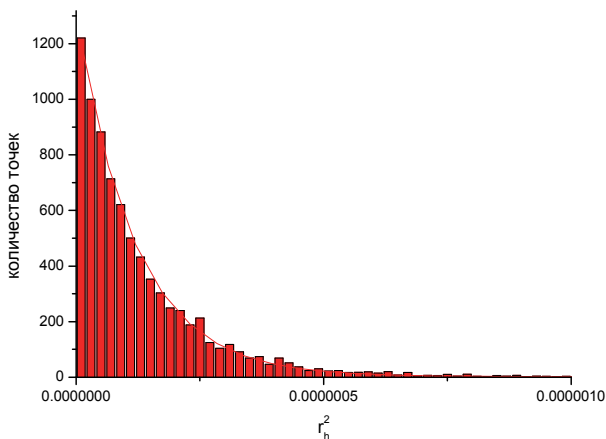


Рис. 1.28. Распределение величины r_h^2

Для оценки статистической значимости возможных модуляций поведения вектора относительной анизотропии удобно использовать среднеквадратичное отклонение, которое можно определить следующим образом:

$$r_{\text{ср.кв.}} = \sqrt{\sigma_{r_h^2}}, \quad (1.20)$$

где $\sigma_{r_h^2}$ – корень из дисперсии квадрата модуля вектора относительной анизотропии, определяемой из распределения на рис. 1.29, с помощью фитирования функции распределения, построенной в полулогарифмическом масштабе. Значение среднеквадратичного отклонения составило величину $4.3 \cdot 10^{-4}$. На основе этой величины значимость того или иного выброса можно получить, используя явный вид функции распределения величины r_h^2 :

$$f(r_h^2) = \frac{1}{\sigma_{r_h^2}} \exp \left[-\frac{r_h^2}{\sigma_{r_h^2}} \right]. \quad (1.21)$$

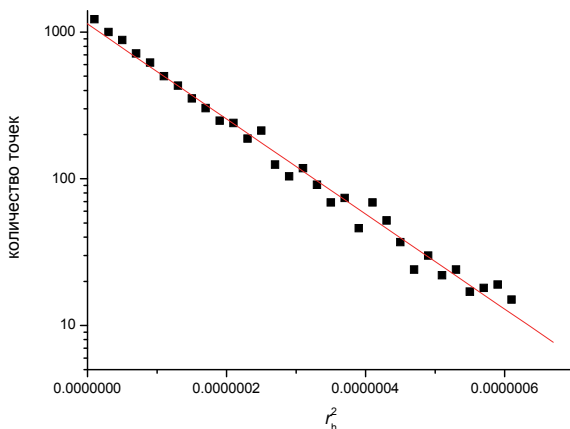


Рис. 1.29. Линейная аппроксимация для определения среднеквадратичного отклонения $r_{\text{ср.кв.}}$.

Таким образом, на основе анализа данных мюонного годоскопа УРАГАН за 2010 год могут быть получены основные статистические характеристики вариаций различных параметров, характеризующих локальную анизотропию потока мюонов. Эти характеристики могут быть использованы для выявления интервалов повышенной анизотропии, которые наблюдаются в периоды прохождения рядом с Землей различных неоднородностей в солнечном ветре и межпланетном магнитном поле. Эта же методика будет использована для исследования отклика потока мюонов космических лучей на нестационарные динамические процессы в атмосфере Земли в районе расположения установки.

Контрольные вопросы

1. Что такое «мюонная диагностика»? В чем ее отличие от других физических подходов к изучению солнечно-земных связей?
2. Что такое космические лучи? Какие типы космических лучей можно выделить?
3. Какие основные типы детекторов используются в мюонной диагностике и почему?
4. Требования к детекторам для мюонной диагностики.
5. Как определяется интенсивность потока мюонов?
6. Какой вид зенитно-угловой зависимости потока мюонов на поверхности Земли?
7. Каков принцип работы сцинтилляционного детектора?
8. Каков принцип работы мюонного годоскопа УРАГАН?
9. Что такое 4 π -годоскоп?
10. В чем заключается метод построения "мюонного снимка"?

Лабораторная работа № 1.

Изучение углового распределения потока мюонов

Цель работы: определить с помощью мюонного телескопа интенсивности потока мюонов на поверхности Земли в зависимости от зенитного угла прихода частиц.

Введение

Мюон (μ) – нестабильная заряженная элементарная частица со спином $\frac{1}{2}$, временем жизни 2.2 мкс, и массой приблизительно в 207 раз больше массы электрона (105.7 МэВ). Мюон, как и многие элементарные частицы, имеет античастицу, поэтому можно регистрировать мюоны с положительным и отрицательным зарядом. Основным источником мюонов в космических лучах (КЛ) являются распады π -мезонов и K -мезонов, интенсивно рождающихся при столкновениях частиц первичного космического излучения с ядрами атомов атмосферы. Несмотря на малое время жизни, мюон, образованный высокоэнергетичными КЛ, имеет скорость, близкую к скорости света, и подчиняется законам

релятивистской механики, что позволяет ему достигать поверхности Земли.

Поток мюонов на поверхности Земли не является изотропным, поэтому темп счета детектора уменьшается при увеличении зенитного угла θ прилета мюонов. Зависимость от азимутального угла ϕ в первом приближении отсутствует. Зенитно-угловая зависимость потока мюонов на поверхности Земли обычно описывается функцией вида $\sim \cos^\alpha \theta$, где показатель степени α равен примерно двум.

Абсолютная интенсивность мюонов $I(\theta)$ при зенитном угле θ рассчитывается по формуле:

$$I(\theta) = \frac{\Delta N(\theta)}{T \cdot \varepsilon \cdot \Delta S \Omega(\theta)}, \quad (\text{л.1.1})$$

где $\Delta N(\theta)$ – число событий, зарегистрированных в данном угловом интервале, T – живое время измерений, ε – эффективность регистрации частиц телескопом, $\Delta S \Omega(\theta)$ – светосила установки, которая может быть выражена следующим интегралом:

$$\Delta S \Omega(\theta) = \int_{\Delta \Omega} S(\theta) d\Omega, \quad (\text{л.1.2})$$

$\Delta \Omega$ – телесный угол в направлении θ .

В данной работе для определения угловой зависимости интенсивности мюонов используется простейший мюонный телескоп, состоящий из двух сцинтилляционных счетчиков. Каждый сцинтилляционный счетчик состоит из сцинтиллятора и фотоприемника. Сцинтиллятор – это вещество, излучающее свет при прохождении через него заряженных частиц. Фотоприемник – это прибор, преобразующий свет в электрический импульс. Фотоприемниками являются фотоэлектронные умножители (ФЭУ), фотодиоды и другие полупроводниковые приборы. ФЭУ – электровакуумный прибор, состоящий из стеклянной колбы, внутри которой расположены фотокатод и система электродов, называемых диодами. Принцип работы ФЭУ основан на фотоэффекте: квант света выбивает из фотокатода электрон, который под действием разницы потенциалов ускоряется и выбивает несколько электронов с первого диода. Образовавшиеся электроны ускоряются и выбивают электроны со следующего диода, таким образом, в результате лавинных процессов количество электронов увеличивается на несколько порядков.

Коэффициент усиления ФЭУ зависит от числа диодов, типа диодной системы и напряжения питания.

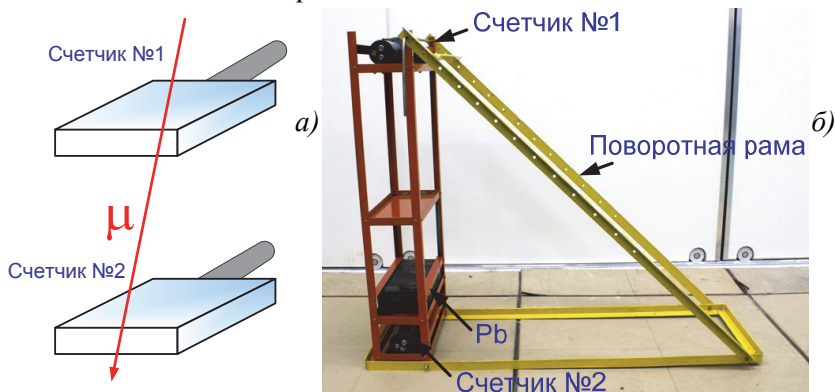


Рис. 1.1.1. Схема (а) и фотография (б) простейшего мюонного телескопа

Для построения мюонного телескопа используются сцинтилляционные счетчики, состоящие из сцинтилляционной полистирольной пластины размером $10 \times 10 \times 2 \text{ см}^3$ и фотоэлектронного умножителя ФЭУ-85. При прохождении одного мюона через оба детектора, сигналы с детекторов будут близки по времени. Счетчики зафиксированы в раме, позволяющей изменять зенитный угол наклона оси детектора от 0° до 60° с шагом 5° , на расстоянии 28 см друг от друга, плоскости счетчиков параллельны. Такая геометрия позволяет выделять приход мюонов в интервале зенитных углов $\Delta\theta \approx 14^\circ$. Над нижним счетчиком помещен свинцовый кирпич толщиной 5 см, который позволяет исключить срабатывание телескопа от низкоэнергетичных частиц, в частности, электронов.

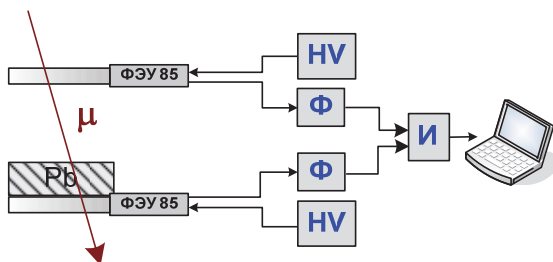


Рис. 1.1.2. Электронная схема мюонного телескопа

Электронная схема мюонного телескопа представлена на рис. л.1.2. Сигналы с каждого счетчика поступают на свой формирователь (Φ). Если сигналы превышают порог, заданный на формирователе (в данном эксперименте порог равен 50 мВ), то формируется стандартный прямоугольный (логический) сигнал длительностью 40 нс. Логические сигналы с двух формирователей поступают на схему совпадений, которая при поступлении на вход сигналов с разностью по времени прихода менее 50 нс вырабатывает логический сигнал. Логические сигналы со схемы совпадения поступают на вход пересчетного устройства, позволяющего подсчитывать количество логических сигналов за определенное время.

Этапы выполнения работы

Этап 1. Пройти инструктаж по выполнению лабораторной работы.

Этап 2. Измерить зависимости темпа счета ФЭУ от напряжения питания (счетные характеристики) для двух счетчиков. Для этого на каждый из счетчиков подать минимальное напряжение 700 В. Измерить темп счета при данном напряжении за 30 сек. Повторить измерения, увеличивая напряжение питания до максимального 980 В с шагом 20 В. Занести данные в таблицу:

Счетчик № 1		Счетчик № 2	
Напряжение питания, В	Темп счета, с ⁻¹	Напряжение питания, В	Темп счета, с ⁻¹

Нарисовать графики этих зависимостей для обоих фотодетекторов. Выбрать рабочее напряжение счетчиков примерно в середине плато счетной характеристики. Распечатать графики.

Этап 3. Собрать схему, показанную на рис. л.1.2. Провести измерения темпа счета мюонов при трех заданных углах (0° , 20° , 45°) в течение 100 секунд каждое. Данные занести в таблицу:

Зенитный угол θ	Количество срабатываний ΔN	Интенсивность I , $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}$

Этап 4. Вычислить зависимость интенсивности потока мюонов от зенитного угла по формуле (л.1.1). Живое время измерений считать равным времени измерения одной точки, эффективность работы телескопа равной 0,9, светосилу телескопа принять равной $12 \text{ см}^2\text{ср}$.

Этап 5. Нарисовать график зенитно-угловой зависимости интенсивности. Провести аппроксимацию зависимости потока мюонов от степенной функцией $\cos^\alpha\theta$. Определить показатель степени α . Распечатать график.

Этап 6. Заключение

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Оценка _____ Подпись руководителя _____

2. Методы анализа нестационарных временных рядов экспериментальных данных

2.1. Основные характеристики временных рядов

Экспериментальная информация, получаемая с мюонного годоскопа УРАГАН, представляет последовательности одноминутных измерений темпа счета мюонов под различными зенитными углами. Если измеряемая величина и измерительный прибор не меняют свои характеристики во времени, то получаемый временной ряд будет стационарным, а значения ряда будут случайным образом распределены относительно некоторого среднего значения из-за статистических флуктуаций самого физического процесса и/или приборной погрешности (рис. 2.1). Если же измеряемая величина или измерительный прибор изменяют свои характеристики во времени, то получаемый временной ряд будет нестационарным (рис. 2.2).

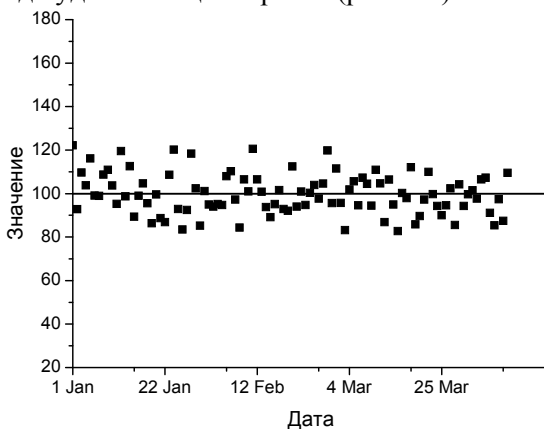


Рис. 2.1. Пример стационарного временного ряда

Значения нестационарного ряда колеблются около тренда. Тренд может быть гармоническим, линейным, импульсным и просто случайным. Так как тренд отражает влияние на измеряемую величину всех физических и приборных факторов, то, в общем случае, он состоит из суммы большого количества трендов, часть из которых может являться предметом особых исследований. Например, при измерении интенсивности потока мюонов на

поверхности Земли наблюдаются сезонный тренд, обусловленный изменением температуры атмосферы, суточный тренд – из-за разной температуры атмосферы днем и ночью, несимметричности магнитного поля Земли по направлению к Солнцу и против него, приливных эффектов в атмосфере и т.п.

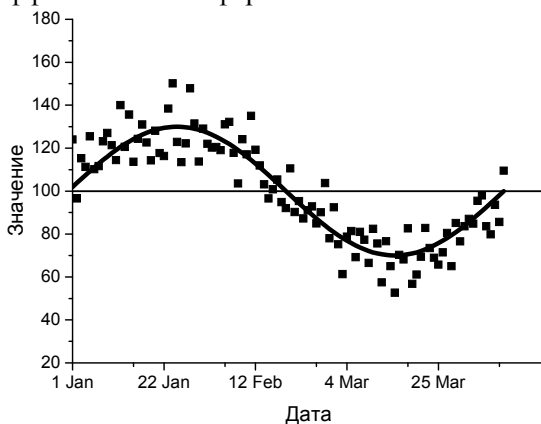


Рис. 2.2. Пример нестационарного временного ряда. Жирной линией изображен тренд

Тренды интенсивности мюонов на поверхности Земли можно условно разделить на гелиофизические, которые могут быть вызваны солнечными космическими лучами или возмущениями в гелиосфере (ударными волнами, магнитными облаками и т.д.) – одним из примеров гелиосферного тренда является форбуш-эффект; и геофизические, вызванные вариациями геомагнитного порога или изменениями атмосферного давления и температуры.

Рассмотрим временной ряд $X(t)$. Его основными характеристиками внутри временного окна длительностью T_w , т.е. в интервале времени $(t \div t+T_w)$, являются выборочное среднее $\bar{X}(t, T_w)$ и выборочная дисперсия $D(t, T_w)$:

$$\bar{X}(t, T_w) = \bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i ;$$

$$D(t, T_w) = D = \frac{1}{n-1} \left[\sum_{i=1}^n X_i^2 - n\bar{X}^2 \right], \quad (2.1)$$

где i – порядковый номер значения ряда X_i в интервале $(t \div t+T_w)$, n – количество значений временного ряда во временном окне. В общем случае среднее и дисперсия зависят как от ширины окна, так и времени (начальной точки). Статистические погрешности для $\bar{X}(t, T_w)$ и $D(t, T_w)$ вычисляются следующим образом:

$$\Delta \bar{X} = \sqrt{\frac{D}{n}}, \quad (2.2)$$

$$\Delta D = \frac{1}{n} \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n [X_i - \bar{X}]^4 - \frac{n-3}{n-1} D^2 \right]. \quad (2.3)$$

Для стационарных рядов математическое ожидание и дисперсия не меняются во времени.

Для нестационарных рядов применяются различные способы выделения трендов. Если функциональная зависимость тренда может быть определена, то в качестве тренда используют эту функцию. На практике наиболее распространенным является способ выделения тренда с использованием скользящего среднего. Этот способ основан на последовательном вычислении выборочных средних значений ряда в некотором окне шириной T_w и формировании из этих значений другого временного ряда – тренда $S(t)$:

$$S(t_s, T_w) = \bar{X}(t_x, T_w). \quad (2.4)$$

Здесь t_s – временная метка для значения скользящего среднего; t_x – временная метка начала окна. Можно по-разному устанавливать соответствие между t_s и t_x :

$$t_s = t_x, \quad (2.5a)$$

$$t_s = t_x + T_w/2, \quad (2.5б)$$

$$t_s = t_x + T_w, \quad (2.5в)$$

выбор конкретного соответствия определяется из задач анализа. После нахождения тренда $S(t)$ можно произвести его вычитание из исходного временного ряда $X(t)$ и получить ряд с устраненным трендом $Z(t)$:

$$Z(t) = X(t) - S(t). \quad (2.6)$$

На рис. 2.3 показаны примеры полученных рядов $Z(t)$ при различных соотношениях (2.5) между t_s и t_x . Из рисунка видно, что положение пика, наблюдаемого в исходном временном ряду (рис. 2.3г), во времени сохраняется при всех способах выбора временных меток ряда скользящих средних. Но на всех рядах,

полученных вычитанием тренда (рис. 2.3а, 2.3б, 2.3в), наблюдаются ложные отрицательные пики. Этот факт необходимо учитывать при использовании для последующей обработки рядов с вычтенным трендом, построенном с помощью скользящих средних значений. Желательным условием при использовании способа скользящих средних является регулярность исходного временного ряда, т.е. значения ряда должны находиться в равномерно расположенных по времени узлах.

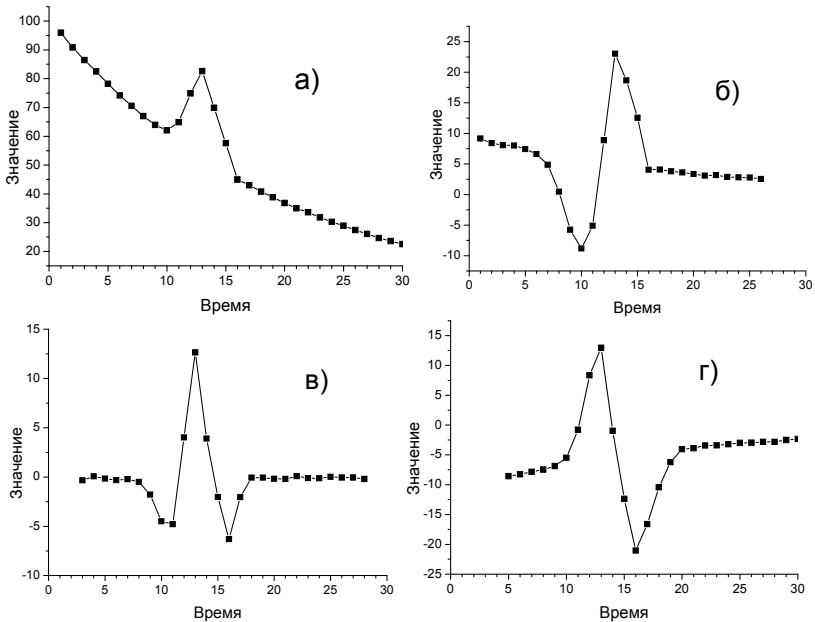


Рис. 2.3. Примеры временных рядов, полученных из исходного ряда а) путем вычитания ряда из скользящих средних с окном $T_w = 5$ отн. ед.; б) с использованием (2.5а); в) (2.5б); г) (2.5в)

Размер окна для регулярного ряда желательно выбирать таким, чтобы в нем находилось нечетное количество значений, тогда полученному в окне среднему значению можно присвоить временную отметку либо первого значения из исходного ряда (2.5а), либо центрального значения (2.5б), либо последнего значения (2.5в).

Если ряд является нерегулярным, то можно использовать различные методы интерполяции. Но любая интерполяция может привести к дополнительному искажению исходной информации.

К основным характеристикам временного ряда можно отнести и автокорреляционную функцию $\rho(\tau)$:

$$\rho(\tau) = y(\tau) / y(0), \quad (2.7)$$

где

$$y(\tau) = \text{Cov}(X(t), X(t + \tau)) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (X(t) - \bar{X})(X(t + \tau) - \bar{X}). \quad (2.8)$$

Здесь τ – смещение по времени; n – количество используемых элементов ряда. На рис. 2.4 представлен исходный временной ряд относительной интенсивности потока мюонов по данным одного из детекторов УРАГАН и построенная автокорреляционная функция для $\tau = -32 \dots +32$ ч.

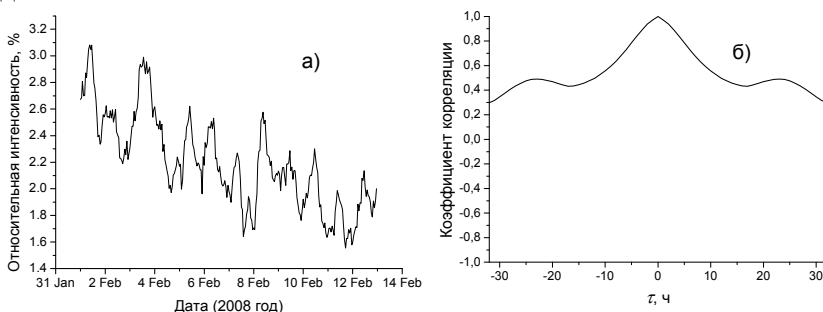


Рис. 2.4. Пример автокорреляционной функции: а) исходный временной ряд относительной интенсивности потока мюонов; б) автокорреляционная функция

На рис. 2.4 в исходном временном ряду заметны суточные колебания интенсивности, которые проявились в автокорреляционной функции в виде пиков при $\tau \approx \pm 24$ ч. На рис. 2.5а представлен временной ряд из рис. 2.4а за вычетом тренда, полученного способом скользящих средних с окном 48 ч. Построенная по этому ряду автокорреляционная функция (рис. 2.5б) отличается от функции, изображенной на рис. 2.4б, хотя суточные пики наблюдаются лучше, но их пиковое значение находится вблизи нуля.

В результате сравнения рис. 2.4 и 2.5 можно сделать вывод, что, даже если процедура вычитания тренда не дает явных искажений поведения исходного ряда, значения автокорреляционной функции

могут оказаться существенно иными по сравнению со значениями функции, полученной по исходному ряду. Но если выбрать окно при вычислении скользящих средних равным суткам (24 ч), то получится совершенно другая картина (рис. 2.6): суточные колебания оказались усиленными по сравнению с колебаниями в исходном ряду (см. рис. 2.4). Эта особенность используется, если анализируемый период колебаний известен. Так, при анализе месячных колебаний используется окно шириной в месяц, годовых – шириной в год.

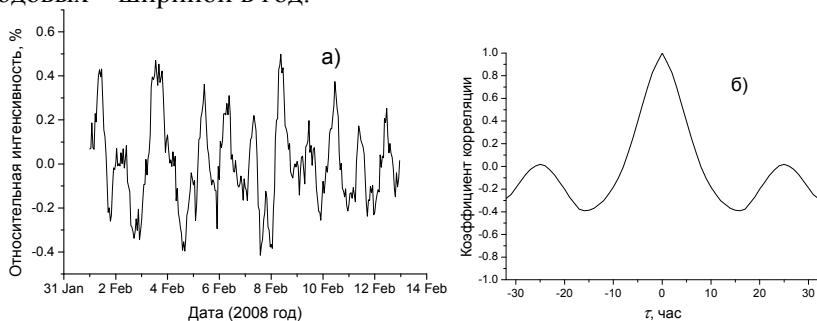


Рис. 2.5. Пример автокорреляционной функции: а) временной ряд относительной интенсивности потока мюонов за вычетом тренда с окном 48 ч; б) автокорреляционная функция

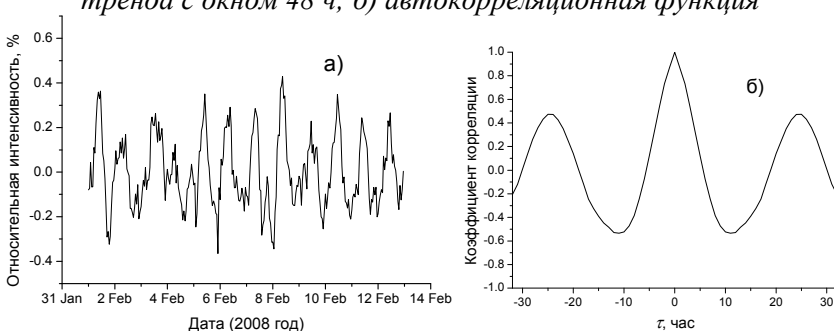


Рис. 2.6. Пример автокорреляционной функции: а) временной ряд относительной интенсивности потока мюонов за вычетом тренда с окном 24 ч; б) автокорреляционная функция

Автокорреляционная функция симметрична относительно $\tau = 0$, поэтому можно вычислять только одну ее половину. Вместе со средним и дисперсией автокорреляционная функция является интегральной характеристикой рассматриваемого отрезка временного ряда.

2.2. Частотно-временной анализ

2.2.1. Фурье-преобразование

Для исследования частотных характеристик дискретного временного ряда используется дискретное преобразование Фурье. Это преобразование осуществляет линейное разложение временного ряда $X(t)$ на составляющие гармонические колебания:

$$X(t_j) = \sum_k a_k \exp(i \cdot \omega_k t_j), \quad k = 0, 1, \dots, N-1, \quad (2.9)$$

ω_k – частотный спектр ряда $X(t_j)$; a_k – амплитуды частот ω_k , N – количество значений во временном ряду. Амплитуды частот в общем случае представляют собой комплексную величину, а их набор называется фурье-образом временного ряда $X(t_j)$:

$$a_k = \frac{1}{2\pi} \sum_j X(t_j) \exp(-i \cdot \omega_k t_j). \quad (2.10)$$

Необходимо отметить следующие свойства преобразования Фурье.

Линейность:

$$\begin{aligned} X_1(t) + X_2(t) &\rightarrow a_1(\omega) + a_2(\omega), \\ C \cdot X(t) &\rightarrow C \cdot a(\omega). \end{aligned}$$

Операция сдвига по временной оси:

$$\begin{aligned} X(t) &\rightarrow X(t + \tau), \\ a(\omega) &\rightarrow \exp(-i \cdot \omega \tau) a(\omega). \end{aligned}$$

Производные по времени и по частоте:

$$\begin{aligned} dX(t)/dt &\rightarrow i\omega \cdot a(\omega), \\ da(\omega)/d\omega &\rightarrow -it \cdot X(t). \end{aligned}$$

Если $X(t)$ есть δ -функция ($X(t) = \delta(t - t_0)$), то

$$a(\omega) = \frac{1}{2\pi} \exp(-i \cdot \omega t_0).$$

При разложении временного ряда на частотный спектр проявляется принцип неопределенности – чем более воздействие

локализовано во времени, тем более широким получается частотный спектр:

$$\Delta t = \sqrt{\frac{2}{b}}, \quad \Delta \omega = 2\sqrt{2b}.$$

Этот принцип неопределенности проиллюстрирован на рис. 2.7.

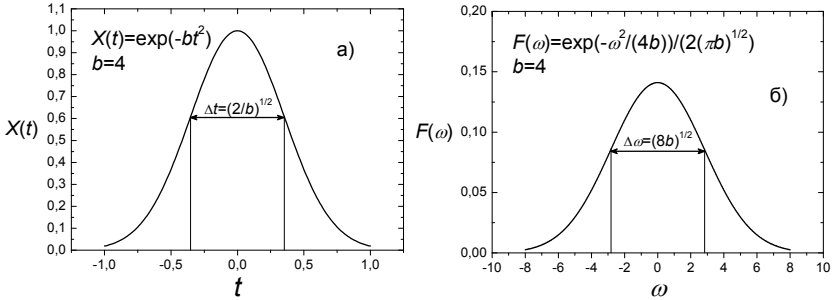


Рис. 2.7. Иллюстрация принципа неопределенности с $\Delta t \Delta \omega = 4 - \text{const}$: а) временной ряд $X(t)$ в виде колокола с шириной Δt ; б) частотный спектр $F(\omega)$ с шириной $\Delta \omega$

Следствием принципа неопределенности является то, что существуют ограничения сверху и снизу на величины частот разложения для временного ряда, заданного на интервале времени $t = 0 \dots T_w$ и с дискретностью Δt :

$$\omega_{\min} \approx \frac{16}{3} \cdot 2\pi / T_w, \quad \omega_{\max} \approx 1 / \Delta t. \quad (2.11)$$

Порядок построения частотного спектра по экспериментальным данным:

- если временной ряд $X(t)$ нерегулярный, то вычисляются значения ряда в узлах регулярной временной решетки;
- строится временной ряд тренда (например, способом скользящих средних);
- из исходного регулярного ряда вычитается тренд;
- в диапазоне частот $\omega = \omega_{\min} \dots \omega_{\max}$ (2.4) вычисляются действительная и мнимая части образа $a(\omega)$ и амплитуда $A(\omega)$:

$$\text{Re}(a(\omega_k)) = \frac{1}{2\pi / \omega_k} \frac{\sin(\omega_k \Delta t / 2)}{\pi \omega_k} \sum_j X(t_j) \cos(\omega_k t_j); \quad (2.12)$$

$$\text{Im}(a(\omega_k)) = \frac{1}{2\pi/\omega_k} \frac{\sin(\omega_k \Delta t / 2)}{\pi\omega_k} \sum_j X(t_j) \sin(\omega_k t_j) ; \quad (2.13)$$

$$A(\omega_k) = \sqrt{\text{Re}^2(a(\omega_k)) + \text{Im}^2(a(\omega_k))} . \quad (2.14)$$

На рис. 2.8 представлен частотный спектр относительной интенсивности потока мюонов на одном из супермодулей установки УРАГАН по временному ряду, полученному с февраля 2006 г. по сентябрь 2007 г. с дискретностью один час, ширина окна для выделения тренда скользящим средним составляла 60 сут. На рис. 2.8 отчетливо выделяются только две частоты: с периодом 0.5 сут. и 1 сут., которые обусловлены вращением Земли вокруг своей оси.

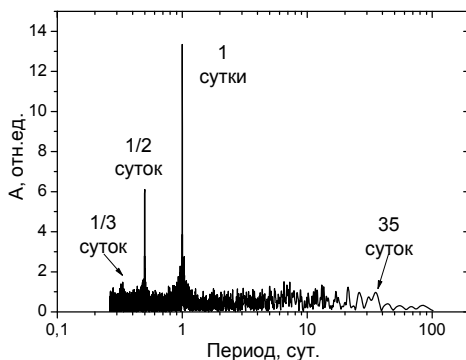


Рис. 2.8. Частотный спектр интенсивности мюонов по данным установки УРАГАН

2.2.2. Вейвлет-преобразование

Так как строго периодических функций в природе не существует, то преобразованием Фурье можно пользоваться лишь при следующих условиях:

- интервал наблюдений должен содержать большое количество колебаний ($T_w > 30 T$) с наибольшим периодом T , когда краевыми эффектами можно пренебречь;
- форма колебаний на каждом периоде неизменна на всем интервале наблюдений;
- наибольший период T и периоды гармоник постоянны на интервале наблюдений.

На практике эти условия почти никогда не выполняются, поэтому результаты фурье-преобразования являются приближенными. Два последних условия из перечисленных не являются обязательными для вейвлет-преобразования.

Вейвлеты (wavelet – короткая волна, иногда переводится как “всплеск”) – функции определенной формы, локализованные по оси аргументов (независимых переменных), инвариантные к сдвигу и линейные к операции масштабирования (сжатия/растяжения). Вейвлеты создаются с помощью базисных функций, определяющих их вид и свойства. По частотно-временной локализации занимают промежуточное положение между гармоническими функциями (синусоидальными), локализованными по частоте, и функцией Дирака, локализованной во времени. По сравнению с преобразованием Фурье вейвлет-преобразование обеспечивает двухмерную развертку: по частоте и времени.

Принцип вейвлет-преобразования заключается в следующем:

- используется семейство функций, реализующих различные варианты соотношения неопределенности ($\Delta\omega\Delta t$);
- базисные функции Ψ_{ab} должны быстро стремиться к нулю на бесконечности.

Для поиска периодических сигналов подходит вейвлет Морле, представляющий собой плоскую волну, модулированную гауссианом (рис. 2.9):

$$\psi_0(t) = \pi^{-1/4} \cdot \sigma_0^{-1/2} \cdot \exp(i \cdot \omega_0 t) \cdot \exp(-t^2 / (2\sigma_0^2)), \quad (2.15)$$

где ω_0 – опорная частота вейвлета, σ_0 – ширина гауссиана.

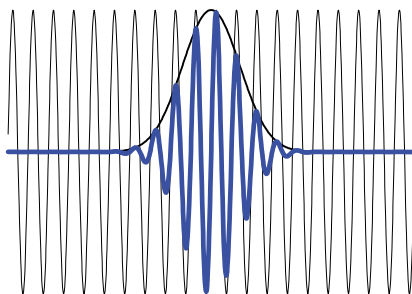


Рис. 2.9. Вейвлет Морле: плоская волна, модулированная гауссианом

Ширина гауссиана σ_0 выбирается по необходимому количеству периодов, которые заполняют гауссиан (5, 10, и т.п.).

После выбора основного (т.н. материнского вейвлета) легко строятся базисные функции:

$$\psi_{ab}(t) = |a|^{-1/2} \psi[(t-b)/a] . \quad (2.16)$$

Здесь a – масштабный коэффициент; b – параметр сдвига. Основная формула вейвлет-преобразования ряда $X(t)$:

$$c(a,b) = \int_{-\infty}^{\infty} X(t)\psi_{ab}(t)dt . \quad (2.16)$$

Обратное вейвлет-преобразование:

$$X(t) = (1/C_{\psi}) \int_R (1/a^2) \cdot c(a,b) \cdot \psi_{ab}(t) \cdot da \cdot db , \quad (2.17)$$

где C_{ψ} – нормировочный коэффициент.

На рис. 2.10 показано распределение по времени амплитуды суточных колебаний интенсивности потока мюонов, полученного с помощью вейвлет-преобразования. Заметно резкое усиление колебаний в декабре 2006 г., связанное с мощной вспышкой на Солнце.

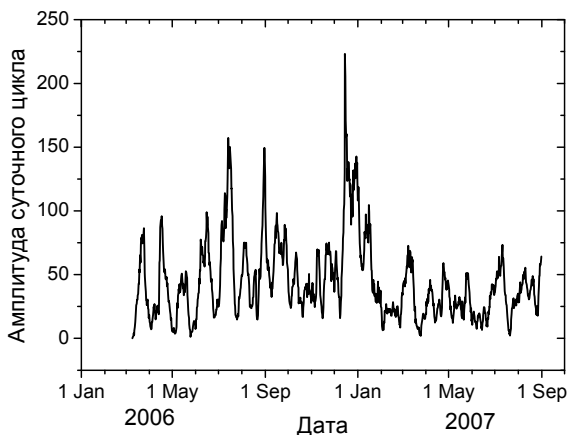


Рис. 2.10. Динамика изменения амплитуды суточных колебаний интенсивности потока мюонов по данным установки УРАГАН

Таким образом, преобразование Фурье дает возможность определить лишь наличие суточных колебаний (см. рис. 2.8), в то время как использование вейвлет-преобразования позволяет

проследить динамику изменений суточных колебаний за длительный промежуток времени.

Достоинства вейвлет-преобразований:

- вейвлетные преобразования обладают практически всеми достоинствами преобразований Фурье;
- вейвлетные базисы могут быть хорошо локализованными как по частоте, так и по времени;
- вейвлет-преобразование, в отличие от преобразования Фурье, имеет достаточно много базовых функций, свойства которых ориентированы на решение различных задач.

Недостатком вейвлетных преобразований является их относительная сложность.

Контрольные задания

1. Перечислить основные характеристики временных рядов.
2. Способы выделения трендов.
3. Автоковариационная и автокорреляционная функции.
4. Определение фурье-преобразования для временного ряда.
5. Основные свойства фурье-преобразования, его недостатки.
6. Основные свойства и преимущества вейвлет-преобразования.

Лабораторная работа № 2.

Методы статистического анализа данных в мюонной диагностике

Цель работы: определить основные характеристики временного ряда интенсивности потока мюонов по данным мюонного годоскопа УРАГАН.

Введение

Экспериментальная информация, получаемая на мюонном годоскопе УРАГАН, представляет собой временные ряды интенсивности мюонов на поверхности Земли. Основными характеристиками временного ряда $X(t)$ в интервале времени

($t \div t+T_w$) являются **выборочное среднее** $\bar{X}(t, T_w)$ и **выборочная дисперсия** $D(t, T_w)$:

$$\bar{X}(t, T_w) = \bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i ; \quad (л.2.1)$$

$$D(t, T_w) = D = \frac{1}{n-1} \left[\sum_{i=1}^n X_i^2 - n\bar{X}^2 \right],$$

где i – порядковый номер значения ряда X_i в интервале ($t \div t+T_w$), n – количество значений временного ряда в интервале времени ($t \div t+T_w$). Статистические погрешности для $\bar{X}(t, T_w)$ и $D(t, T_w)$ вычисляются следующим образом:

$$\Delta \bar{X} = \sqrt{\frac{D}{n}}, \quad (л.2.2)$$

$$\Delta D = \frac{1}{n} \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n [X_i - \bar{X}]^4 - \frac{n-3}{n-1} D^2 \right]. \quad (л.2.3)$$

Для стационарных рядов математическое ожидание и дисперсия не меняются во времени.

К основным характеристикам временного ряда можно отнести и автоковариационную функцию $y(\tau)$:

$$y(\tau) = Cov(X(t), X(t+\tau)) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (X(t_i) - \bar{X})(X(t_i + \tau) - \bar{X}), \quad (л.2.4)$$

где τ – смещение по времени. Часто при анализе используют автокорреляционную функцию:

$$\rho(\tau) = y(\tau) / y(0). \quad (л.2.5)$$

Этапы выполнения работы

Этап 1. Написать программу для чтения временного ряда из текстового файла. Текстовый файл содержит две колонки, разделенные знаком табуляции (рис. л.2.1). Первая строка содержит названия колонок, а все последующие строки – метки времени и темп счета мюонов в c^{-1} .

DateTime	NRB
01-02-08 00:00:00	1427.6
01-02-08 01:00:00	1427.1
...	
29-02-08 23:00:00	1468.9

Рис. л.2.1. Вид файла с данными УРАГАН

Программа должна открывать нужный файл и считывать из него информацию в соответствующие массивы. Файл содержит данные с шагом 1 ч; в одном файле содержатся месячные данные.

Этап 2. Организовать цикл чтения строк исходного файла. Внутри цикла произвести занесение значений ряда в массив. Этот же цикл необходимо использовать для вычисления среднего значения и дисперсии ряда по формулам (л.2.1).

Этап 3. По формуле (л.2.2) вычислить погрешность среднего. В отдельном цикле вычислить погрешность дисперсии по формуле (л.2.3).

Этап 4. По формуле (л.2.5) построить автокорреляционную функцию исходного ряда. Для этого использовать полученные на этапе 2 массив значений исходного ряда и среднее значение. Интервал для значений смещения по времени выбрать от -32 до 32 ч. Значения функции сохранять в отдельном массиве.

Этап 5. Построить графики:

- исходного временного ряда;
- уровней \bar{X} , $\bar{X} \pm \Delta X$, $\bar{X} \pm \sqrt{D}$;
- автокорреляционной функции исходного ряда.

Этап 6. Написать отчет о лабораторной работе, который должен содержать все полученные результаты.

Этап 7. Заключение

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Оценка _____ Подпись руководителя _____

Лабораторная работа № 3.

Частотно-временной анализ данных мюонных годоскопов

Цель работы: определить характерные частоты вариаций потока мюонов, измеренных с помощью мюонных годоскопов.

Введение

Одним из наиболее мощных методов частотно-временного анализа является традиционное фурье-преобразование. Это преобразование осуществляет линейное разложение временного ряда $X(t)$ на составляющие гармонические колебания:

$$X(t_j) = \sum_k a_k \exp(i \cdot \omega_k t_j), \quad k = 0, 1, \dots, N-1, \quad (\text{л.3.1})$$

где ω_k – частотный спектр ряда $X(t_j)$; a_k – амплитуды частот ω_k , N – количество значений во временном ряду. Амплитуды частот в общем случае представляют собой комплексную величину, а их набор называется фурье-образом временного ряда $X(t_j)$:

$$a_k = \frac{1}{2\pi} \sum_j X(t_j) \exp(-i \cdot \omega_k t_j). \quad (\text{л.3.2})$$

Следствием принципа неопределенности является то, что существуют ограничения сверху и снизу на величины частот разложения для временного ряда, заданного на интервале времени $t = 0 \dots T_w$ и с дискретностью Δt :

$$\omega_{\min} \approx \frac{16}{3} \cdot 2\pi / T_w, \quad \omega_{\max} \approx 1 / \Delta t. \quad (\text{л.3.3})$$

Порядок построения частотного спектра по экспериментальным данным:

- если временной ряд $X(t)$ нерегулярный, то вычисляются значения ряда в узлах регулярной временной решетки;
- строится временной ряд тренда (например, способом скользящих средних);
- из исходного регулярного ряда вычитается тренд;
- в диапазоне частот $\omega = \omega_{\min} \dots \omega_{\max}$ (л.3.3) вычисляются действительная и мнимая части образа $a(\omega)$ и амплитуда $A(\omega)$:

$$\text{Re}(a(\omega_k)) = \frac{1}{2\pi / \omega_k} \frac{\sin(\omega_k \Delta t / 2)}{\pi \omega_k} \sum_j X(t_j) \cos(\omega_k t_j); \quad (\text{л.3.4})$$

$$\text{Im}(a(\omega_k)) = \frac{1}{2\pi / \omega_k} \frac{\sin(\omega_k \Delta t / 2)}{\pi \omega_k} \sum_j X(t_j) \sin(\omega_k t_j); \quad (\text{л.3.5})$$

$$A(\omega_k) = \sqrt{\text{Re}^2(a(\omega_k)) + \text{Im}^2(a(\omega_k))}. \quad (\text{л.3.6})$$

Этапы выполнения работы

Этап 1. Написать программу для чтения временного ряда из текстового файла. Текстовый файл содержит две колонки, разделенные знаком табуляции (рис. л.3.1). Первая строка содержит названия колонок, а все последующие строки – метки времени и темп счета мюонов в с^{-1} .

DateTime	NRB
01-02-08 00:00:00	1427.6
01-02-08 01:00:00	1427.1
...	
29-02-08 23:00:00	1468.9

Рис. л.3.1. Вид файла с данными УРАГАН

Программа должна открывать нужный файл и считывать из него информацию в соответствующие массивы. Чтобы получить

временной ряд достаточной длины, необходимо считать несколько файлов.

Этап 2. С помощью формул (л.3.3) определить разрешенные диапазоны частот, организовать цикл для расчета фурье-коэффициентов в этом диапазоне с некоторым шагом по частоте.

Этап 3. По формулам (л.3.4) – (л.3.6) найти действительную и мнимую части фурье-коэффициентов, а также их амплитуду.

Этап 4. Построить графики величин $\text{Re}(a(\omega_k))$, $\text{Im}(a(\omega_k))$, $A(\omega_k)$. Выделить на графике пики с характерными частотами, которые присутствуют в вариациях потока мюонов на поверхности Земли.

Этап 5. Написать отчет о лабораторной работе, который должен содержать все полученные результаты.

Этап 6. Заключение

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Оценка _____ Подпись руководителя _____

3. Мюонная диагностика физических процессов в гелиосфере и магнитосфере

Основным источником возмущений в околоземном пространстве является Солнце. Совокупность процессов на Солнце, в гелиосфере, в магнитосфере и ионосфере Земли, которые прямо или косвенно приводят к негативным последствиям для работы различного рода аппаратуры и для здоровья людей, называется космической погодой. Под этим же названием понимаются и характеристики межпланетного и околоземного пространства, которые являются индикатором различного рода явлений, вызванных солнечной активностью.

3.1. Внеатмосферные физические процессы модуляции ГКЛ

С началом космических исследований обнаружилось, что межпланетное пространство заполнено солнечным ветром – потоком ионизированных частиц, истекающих из солнечной короны. Пространство, в котором распространяется солнечный ветер, называется гелиосферой. Оно ограничено гелиопаузой, в которой динамическое давление солнечного ветра уравнивается давлением галактического магнитного поля, космических лучей и межзвездного газа. Согласно теоретическим оценкам, расстояние до гелиопаузы составляет около 100–120 астрономических единиц (а.е.). Состав солнечного ветра идентичен составу солнечной короны (ионизированный водород – 96 %, гелий – 4 %).

Параметры истечения солнечного ветра определяются магнитным полем Солнца. В дипольной конфигурации магнитного поля Солнца на высоких гелиоширотах формируются области, из которых силовые линии магнитного поля уходят на бесконечность (корональные дыры). Из этих областей истекает быстрый и разреженный солнечный ветер (скорость ~ 700 км/с и плотность менее 5 частиц в см^3 на удалении 1 а.е.). Вне корональных дыр силовые линии магнитного поля Солнца замкнуты, и эти зоны являются источниками медленного солнечного ветра (скорость 300–400 км/с и плотность около 10 частиц в см^3 на удалении 1 а.е.).

Магнитное поле, выносимое плазмой из солнечной короны, а также поле гелиосферного токового слоя, разделяющего зоны исходящих и входящих на Солнце силовых магнитных линий, формируют межпланетное магнитное поле (ММП). Средняя напряженность ММП вблизи Земли – 5–10 нТл. Из-за вращения Солнца силовые линии ММП закручены в спираль. Одна из отличительных особенностей ММП – это его секторная структура. В плоскости эклиптики существует четное количество областей, в которых поле направлено в противоположные стороны (рис. 3.1).

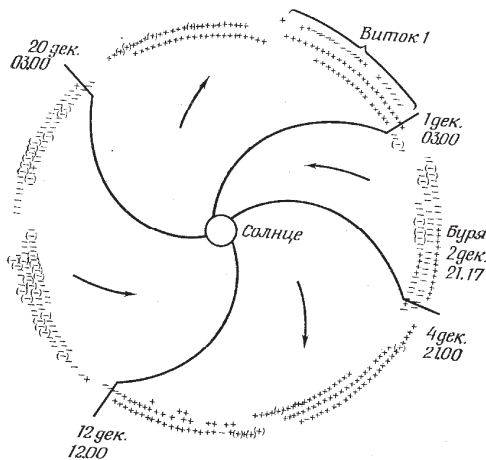


Рис. 3.1. Структура ММП

При обтекании солнечным ветром геомагнитного поля образуется полость, свободная от солнечной плазмы и называемая магнитосферой Земли. Ее границей считается магнитопауза, которая определяется условием равенства плотности энергии геомагнитного поля и плотности кинетической энергии солнечного ветра. Расстояние от Земли до магнитопаузы с солнечной стороны составляет около 10 земных радиусов (~ 60 000 км), хвост магнитосферы вытянут в антисолнечном направлении на миллионы километров. Концепции солнечного ветра и магнитосферы Земли позволяют связать возмущения на Солнце и в межпланетном пространстве с возмущениями магнитосферы Земли – геомагнитными бурями. Таким образом, возникает единая система Солнце–Земля, которая подвержена сложным как периодическим, так и спорадическим процессам.

Всю гелиосферу пронизывает поток галактических космических лучей. Средняя энергия частиц ГКЛ составляет величину порядка нескольких ГэВ. При таких энергиях поток космических лучей обычно постоянен во времени и с высокой степенью изотропен по направлениям. Однако солнечные активные процессы могут вызвать изменения величины интенсивности первичных (и, как следствие, вторичных) космических лучей, а также привести к сильной анизотропии потока. Модуляции ПКЛ приводят к изменению потока мюонов на поверхности Земли. Их изучение дает возможность исследовать процессы, которые происходят на расстояниях в десятки, сотни тысяч и миллионы километров от Земли. Этот подход лежит в основе мюонной диагностики внеатмосферных явлений.

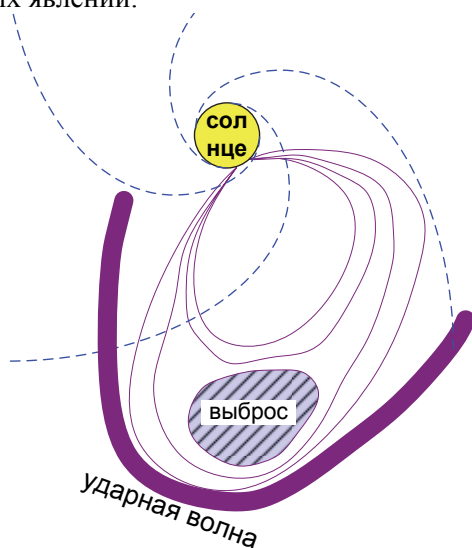


Рис. 3.2. Корональный выброс масс в межпланетном пространстве

Солнечные возмущения связаны с активными областями на Солнце, к которым относятся пятна, группы пятен, факелы и т.д. Наиболее яркими проявлениями активности являются солнечные вспышки, однако в последнее время все больше внимания

уделяется корональным выбросам массы (КВМ¹) солнечного вещества в межпланетное пространство. Выброшенная из короны солнечная плазма увлекает с собой силовые петли магнитного поля и представляет собой сильно замагниченное образование, движущееся со скоростью 500–2000 км/с. Магнитное поле внутренней части КВМ может достигать значений до нескольких десятков нТл, т.е. на порядок превышать среднее значение ММП на земной орбите. Часто при распространении КВМ гелиосфере образуются области, которые характеризуется не только высоким значением магнитного поля, но и его регулярностью, характерной для крупномасштабных петлевых структур. Подобные возмущения называются магнитными облаками. При своем распространении в спокойном и медленном солнечном ветре выброс солнечного вещества образует мощную ударную волну (рис. 3.2), которая при столкновении с земной магнитосферой вызывает резкое сжатие последней (почти в два раза в направлении Земля–Солнце). В этом случае может происходить пересоединение магнитных полей, которое приводит к переносу солнечным ветром магнитного потока (открытых силовых линий) с дневной стороны на ночную. Все это сопровождается инъекцией заряженных частиц внутрь магнитосферы и, при достаточной величине гелиосферного возмущения, к образованию кольцевого тока и развитию геомагнитной бури.

3.2. Форбуш-эффект

Рассмотренные выше гелиосферные явления вызывают резкую анизотропию потока галактических космических лучей в области за ударной волной и/или за магнитным облаком, что приводит к значительному снижению интенсивности потока ГКЛ. Можно сказать, что ударные волны или КВМ "выметают" поток галактических космических лучей из околоземного пространства. Уменьшение потока может достигать нескольких десятков процентов в потоке нейтронов или нескольких процентов в потоке мюонов на поверхности Земли (рис. 3.3). Это явление получило название по имени американского физика С. Форбуша, который в

¹ В англоязычной литературе – *CME (coronal mass ejection)*.

1937 г. обнаружил понижение заряженных частиц, регистрируемых ионизационными камерами, во время геомагнитных бурь.

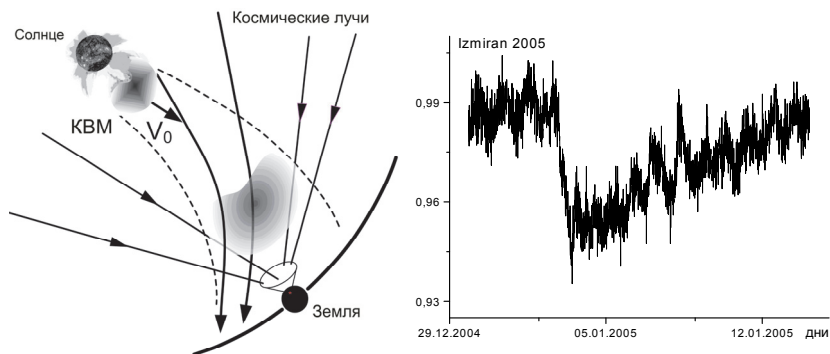


Рис. 3.3. Схема модуляции космических лучей, связанной с солнечной активностью (слева). Пример форбуш-эффекта по данным нейтронного монитора ИЗМИРАН (справа)

В литературе можно найти более широкое определение форбуш-эффекта (ФЭ) – изменение плотности и анизотропии космических лучей, обусловленное крупномасштабными распространяющимися возмущениями солнечного ветра.

Изучение ФЭ ведется, в основном, с помощью наземных нейтронных мониторов. Нейтронные мониторы являются наиболее распространенным инструментом регистрации вариаций потока КЛ на поверхности Земли, они начали серьезно развиваться с 60-х гг. прошлого столетия. В настоящее время регулярные стандартные наблюдения проводятся на станциях мировой сети нейтронных мониторов, информацию с которых можно найти на сайте ИЗМИРАН – "Сеть станций космических лучей": <http://cr0.izmiran.rssi.ru/common/links.htm>. Регистрация космических лучей с помощью нейтронных мониторов не свободна от недостатков; нейтронный монитор – это прибор, "собирающий" космические лучи со всех направлений. Однако регистрация КЛ одновременно несколькими НМ, расположенными во многих пунктах земного шара на различных широтах и долготах, частично компенсирует подобный недостаток. На рис. 3.4 показано расположение НМ по поверхности Земли и даны геомагнитные жесткости обреза.

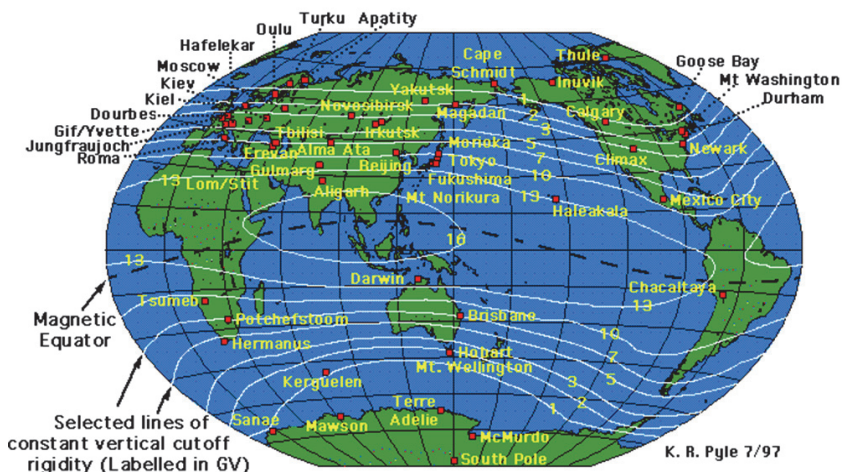


Рис. 3.4. Расположение НМ на поверхности Земли (линиями показаны пороговые жесткости для вертикального направления)

Жесткость заряженной частицы

$$R = \frac{pc}{Ze}$$

где p – импульс частицы, c – скорость света, Ze – заряд частицы, является одной из основных характеристик, определяющих кинематику движения в магнитном поле. Единицы измерения жесткости – вольты. Магнитное поле Земли допускает приход на данную геомагнитную широту в определенном направлении только тех ядер, жесткость которых превышает определенную величину ("жесткость обрезания").

Значение жесткости обрезания для каждой геомагнитной широты можно рассчитать с помощью теории геомагнитных эффектов. Над каждой точкой на Земле пространство можно разделить на три области: главный конус, конус Штермера и область пенумбры. Для частиц с заданной жесткостью все направления, лежащие *внутри* главного конуса, разрешены, все направления, расположенные *вне* конуса Штермера, запрещены, а в области пенумбры разрешенные и запрещенные направления чередуются, образуя в достаточной мере запутанную картину. Как правило, пороговая жесткость лежит внутри области пенумбры.

Как видно из рис. 3.4, жесткость обрезания наибольшая на экваторе и уменьшается с ростом широты. Следовательно, темп счета НМ сильно зависит от их месторасположения. Пороговая жесткость для каждого нейтронного монитора является важнейшей характеристикой с точки зрения анализа вариаций КЛ во время ФП. Падение темпа счета НМ, расположенных на различных геомагнитных жесткостях, будет различным: чем больше пороговая жесткость, тем слабее будет этот эффект.

Помимо жесткости, НМ характеризуются асимптотическими направлениями, которые отражают направление прихода частиц, восстановленные с учетом влияния магнитного поля Земли. Протоны, приходящие на границу земной атмосферы, отклоняются от своих первоначальных траекторий магнитным полем Земли. Чем меньше энергия этих частиц, тем сильнее они отклоняются. Любой нейтронный монитор регистрирует только те протоны (в определенном интервале энергий), которые за пределами геомагнитного поля движутся в относительно узком конусе направлений. Этот конус называется асимптотическим направлением прихода частиц.

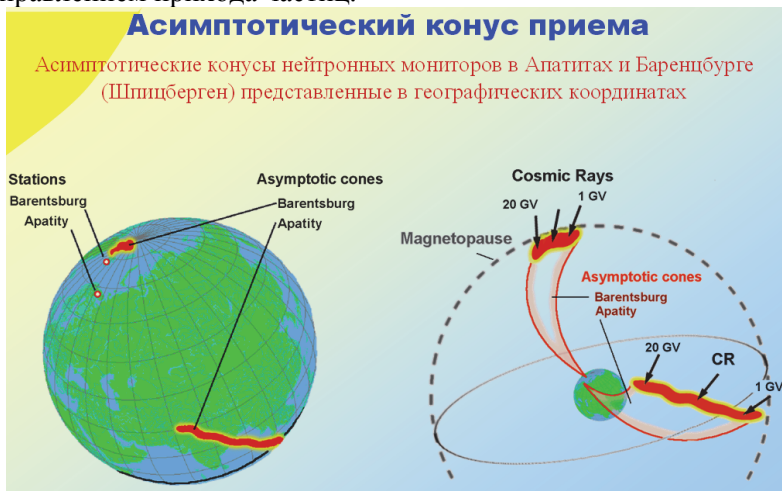


Рис. 3.5. Асимптотический конус приема

Асимптотическое направление прихода для каждого монитора можно представить географической широтой и долготой. Таким образом, вследствие наличия геомагнитного поля нейтронный

монитор становится направленным детектором протонов солнечных космических лучей, регистрирующим их из определенного (известного) направления небесной сферы. Конус направлений вследствие вращения Земли ежедневно совершает полный оборот по небесной сфере. Асимптотические направления нескольких нейтронных мониторов могут быть близкими по широте, но различными по долготе. Пример, изображенный на рис. 3.5, хорошо демонстрирует, что для двух нейтронных мониторов – Баренцбург и Апатиты – расположенных недалеко друг от друга, асимптотические конусы приема направлены в разные стороны.

На рис. 3.6 представлены асимптотические направления для различных НМ. Видно, что большинство асимптотических направлений приходится на экваториальную область.

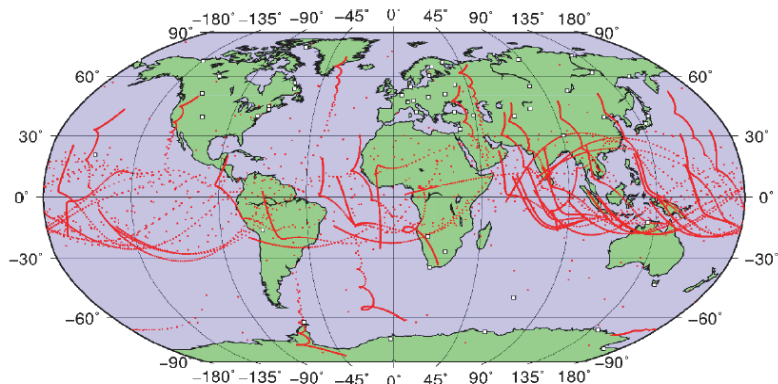


Рис. 3.6. Асимптотические направления для различных НМ

Использование многонаправленных мюонных телескопов или мюонных годоскопов – детекторов нового типа, позволяющих одновременно регистрировать мюоны со всех направлений небесной полусферы, существенно расширяет возможности наземных детекторов. Первый подобный детектор был создан в Японии (г. Нагоя). Сейчас работает несколько многонаправленных мюонных телескопов: в Индии, Германии, Бразилии, Кувейте. На рис. 3.7 изображена сетка асимптотических направлений многонаправленного мюонного телескопа GRAPES, который расположен в Оуту (Индия) (см. раздел 1.1.2).

Принципиально новые возможности для наземного мониторинга гелиосферных и геомагнитных возмущений с помощью

космических лучей открылись с появлением широкоапертурных мюонных годоскопов ТЕМП и УРАГАН (см. раздел 1.2). На рис. 3.8 изображена зона чувствительности установки УРАГАН с учетом асимптотических направлений сноса первичных протонов в магнитосфере Земли.

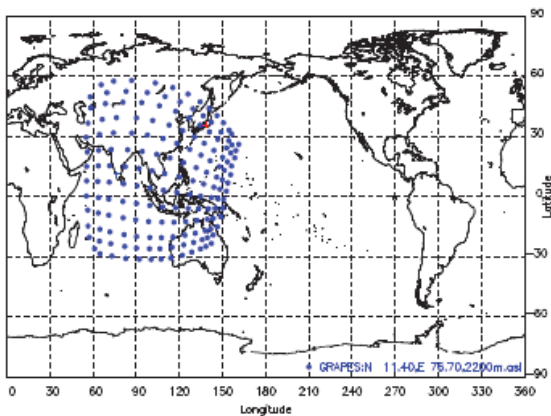


Рис. 3.7. Асимптотические направления для установки GRAPES

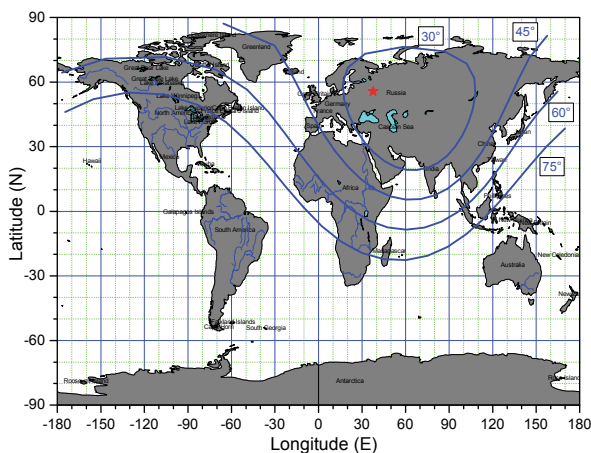


Рис. 3.8. Асимптотические направления галактических протонов для зенитных углов регистрируемых мюонов 30° , 45° , 60° и 75° . Звезда – местоположение детектора УРАГАН

Видно, что зона приема мюонного годоскопа значительно превышает возможности десятков нейтронных мониторов или многонаправленных мюонных телескопов.

Не менее важным преимуществом мюонных годоскопов является высокая угловая точность реконструкции треков мюонов. Для установки УРАГАН она составляет около 0.8 градуса, что значительно превышает параметры мультinaправленных мюонных телескопов. Такая угловая точность позволяет получать мюонные снимки небесной полусферы с высоким угловым разрешением. С помощью даже одной подобной установки можно наблюдать значительный участок небесной сферы и вести "мюонную съемку" возмущений в околоземном пространстве.

На рис. 3.9 приведен пример мюонного кадра во время фобуш-понижения 10 июля 2006 года. Снимок изображен в системе координат GSE, ось Z в которой направлена перпендикулярно плоскости эклиптики в направлении северного полюса Солнца, ось X направлена на Солнце, ось Y – в соответствии с правой системой координат. В центре GSE карты схематично обозначено Солнце (ось X направлена в рисунок). Рядом указано направление прихода линии ММП (-45°). Систему GSE можно рассматривать как проекцию в гелиосферу (с учетом наклона земной оси вращения) географической карты с помощью перпендикуляров, поднятых из каждой точки на поверхности Земли. При этом можно считать, что направление на Солнце ($X_{GSE}=Z_{GSE}=0$) соответствует точке на поверхности Земли, в которой Солнце находится в зените.

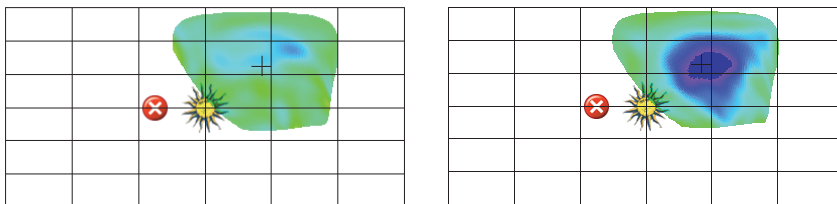


Рис. 3.9. "Мюонный снимок" гелиосферы в отсутствие (слева, 08 июля, 12:00 UT) и во время фобуш-понижения (справа, 10 июля, 12:00 UT)

Более темная область на снимке отображает избыток или недостаток мюонов относительно среднего значения из данного направления небесной сферы. Мюонная съемка позволяет проводить в реальном времени анализ состояния гелиосферы, обнаруживать различные возмущения и проследивать динамику их развития и движения по небесной сфере.

3.3. Методика определения характеристик форбуш-понижений

Для количественного анализа форбуш-понижений обычно используются временные ряды, построенные на основе данных различных наземных детекторов: нейтронных мониторов и мюонных телескопов и годоскопов. Можно использовать как интегральный темп счета, так и (при возможности) данные по интенсивности под различными зенитными углами или вообще из отдельных областей телесного угла на небесной сфере. До начала анализа модуляций космических лучей, вызванных внеатмосферными процессами, необходимо внести поправки, связанные с влиянием атмосферы на поток космических лучей на поверхности Земли (температурный и барометрический эффекты – см. раздел 4). Для работы удобно использовать ненормированные 10-минутные ряды темпа счета установок.

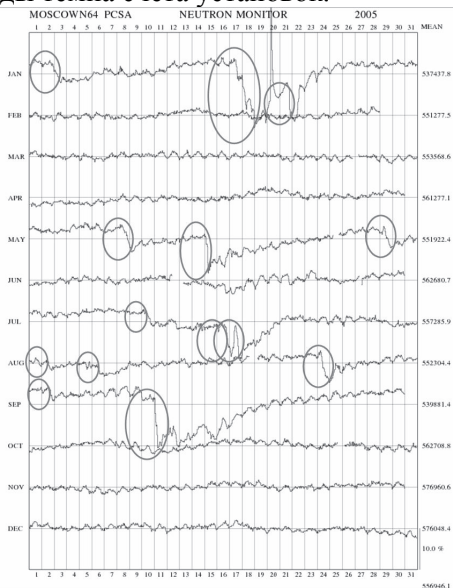


Рис. 3.10. Вариации темпа счета нейтронов в 2004 и 2005 гг. по данным МНМ

Экспериментальные данные по вариациям потока космических лучей, в том числе во время форбуш-эффектов, аккумулируются в Мировой сети данных космических лучей

<http://www.env.sci.ibaraki.ac.jp/database/html/WDCCR/>, которая включает информацию от сети нейтронных мониторов с 1953 года. На сегодняшний день работает около 40 нейтронных мониторов. На рис. 3.10 представлены помесачные вариации потока космических лучей по данным Московского нейтронного монитора (МНМ, ИЗМИРАН) за 2004 – 2005 гг.

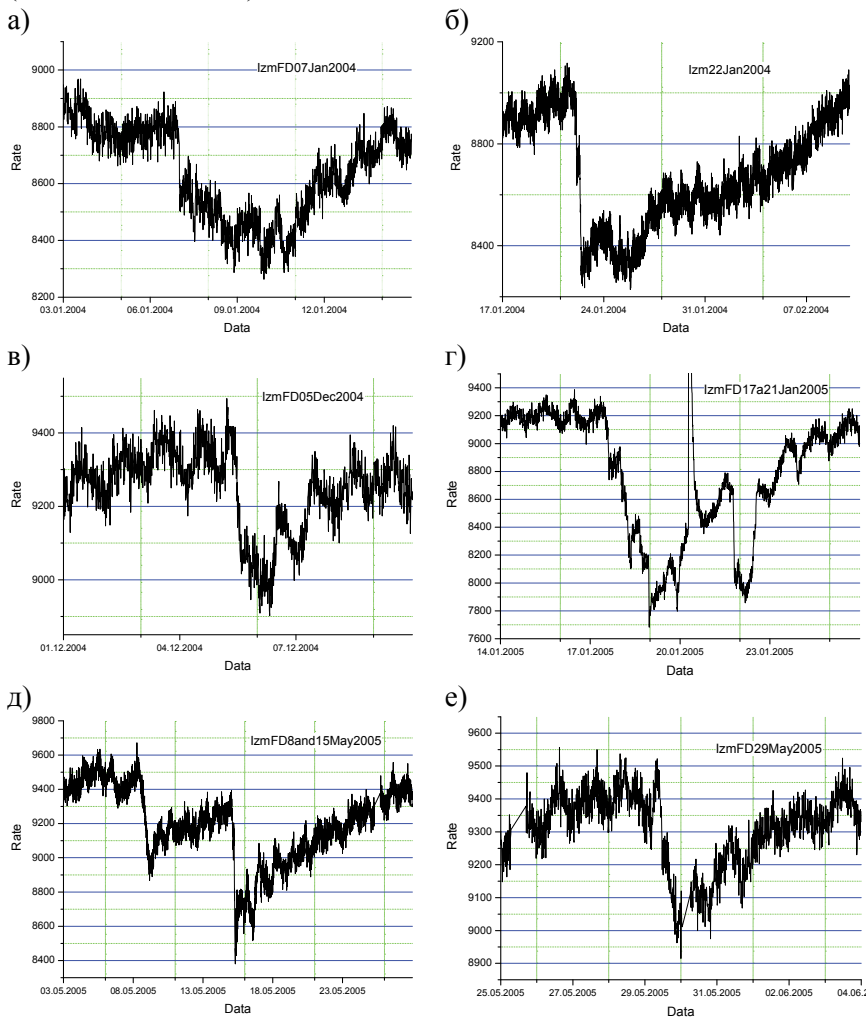


Рис. 3.11. Примеры ФП по данным МНМ

На рисунке овалами выделены периоды, в которые наблюдались форбуш-эффекты. Как видно из рисунка, такие эффекты не являются редкостью, особенно в годы максимальной Солнечной активности, и довольно сильно различаются между собой. Для более детального анализа периодов понижения темпа счета можно использовать данные со страницы ИЗМИРАН <http://cr0.izmiran.rssi.ru/mosc/main.htm>, которые представляют собой 10-минутный темп счета нейтронов МНМ, скорректированных на барометрический эффект (рис. 3.11).

На рис. 3.11 представлены наиболее типичные ФП, которые имеют свои особенности: на рис. 3.11а – после резкого первоначального падения темп счета на протяжении нескольких суток продолжает плавно падать, что затрудняет определение момента окончания падения; на рис. 3.11б – представлено сильное более или менее классическое ФП; на рис. 3.11в – представлено небольшое ФП, где начало падения темпа счета совпадает с максимум суточного цикла, а завершение – с минимумом, при том, что суточный ход составляет около 2 % при амплитуде падения 4 %; на рис. 3.11г – комплексное событие – каскад ФП, GLE и эффект, возможно, вызванный прохождением магнитного облака или ударной волны в гелиосфере; рис. 3.11д – два последовательных ФП; на рис. 3.8е – классическое ФП. Многообразие типов ФП, продемонстрированное выше, говорит о том, что определение основных характеристик ФП является сложной задачей и требует отдельного рассмотрения.

Важнейшим параметром форбуш-понижения является амплитуда падения темпа счета космических лучей (A_{FD}), поэтому важно измерять эту величину с наименьшими неопределенностями. Проблема ее корректного определения связана с наличием в темпе счета суточных вариаций и различных трендов, которые модулируют поведение интенсивности космических лучей. Эта проблема может быть решена с помощью последовательных усреднений темпа счета до и после ФЭ за различные интервалы времени с учетом различных трендов (суточные вариации, префорбуш-повышения, восстановление и т.д.).

Для определения характеристик ФП вводится несколько параметров (рис. 3.12):

- $I(t)$ – временной ряд;
- t_1 – время начала падения;
- $I_b(t)$ – временной ряд до точки t_1 ;
- $B_b^{(i)}$ – наклоны временного ряда $I_b(t)$ за время $i = 1, 2, 3$ суток до ФП;
- $I_{bs}^{(i)}(t)$ – выпрямленный ряд с учетом наклона $B_b^{(i)}$;
- t_2 – время окончания падения;
- $I_r(t)$ – временной ряд от точки t_2 до t_3 ;
- $B_r^{(k)}$ – наклон временного ряда за время $k = 1, 2, 3$ суток после ФП;
- $I_{rs}^{(k)}(t)$ – выпрямленный ряд с учетом наклона $B_r^{(k)}$;
- $\langle I_{bs}^{(i,j)} \rangle$ – набор средних значений темпа счета до ФЭ;
- $\langle I_{rs}^{(k,m)} \rangle$ – набор средних значений темпа счета после ФЭ;
- A_{ij}^{km} – значения амплитуд падения при различных вариантах усреднений;
- A_{FD} – амплитуда падения.

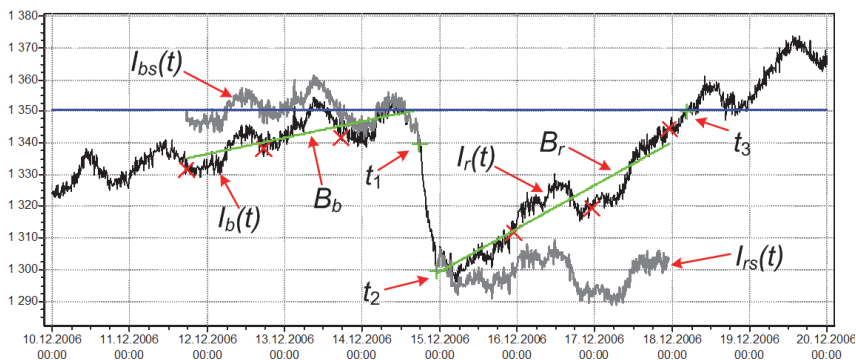


Рис. 3.12. Параметры, характеризующие ФП

Анализ ФЭ начинается с определения времени начала и окончания падения – t_1 и t_2 (см. рис. 3.12) – и выделения временных рядов до t_1 (I_b) и после t_2 (I_r). С помощью линейной аппроксимации $I_b(t)$ и $I_r(t)$ вычисляются наклоны $B_b^{(i)}$ за i суток ($i = 1, 2, 3$) до ФП и $B_r^{(k)}$ за k суток ($k = 1, 2, 3$) после ФП, с учетом которых строятся прямленные временные ряды $I_{bs}^{(i)}(t)$ и $I_{rs}^{(k)}(t)$:

$$I_{bs}^{(i)}(t) = I_b(t) - B_b^{(i)} \times (t - t_1), \quad (3.1)$$

$$I_{rs}^{(k)}(t) = I_r(t) - B_r^{(k)} \times (t - t_2). \quad (3.2)$$

Затем ряды $I_{bs}^{(i)}(t)$ и $I_{rs}^{(k)}(t)$ усредняются по j суткам ($j \leq i$) и по k суткам ($k \leq m$), соответственно, в результате чего получаем средние значения темпа счета до ФЭ – $\langle I_{bs}^{(i,j)} \rangle$ и после ФП – $\langle I_{rs}^{(k,m)} \rangle$. В результате усреднений получается набор из 36 различных значений амплитуд:

$$A_{ij}^{km} = \left(\langle I_{bs}^{(i,j)} \rangle - \langle I_{rs}^{(k,m)} \rangle \right) / \langle I_{bs}^{(i,j)} \rangle \times 100, \% . \quad (3.3)$$

Среднее по полученным значениям A_{ij}^{km} принимается за амплитуду форбуш-эффекта A_{FD} :

$$A_{FD} = \langle A_{ij}^{km} \rangle. \quad (3.5)$$

Для оценки погрешности определения амплитуды используется величина среднеквадратичного отклонения A_{ij}^{km} от среднего:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum (A_{ij}^{km} - \langle A_{ij}^{km} \rangle)^2}, \quad (3.6)$$

также вычисляется ошибка $\Delta A_{FD} = \sigma / \sqrt{n}$.

В качестве дополнительной информации и для дальнейшего сопоставления вычисляется амплитуда падения $A_{t_1 t_2}$ как разница между темпами счета в момент t_2 и t_1 .

Помимо амплитуды падения необходимо определять еще несколько параметров, характеризующих ФП:

- T_{FD} – время падения;
- t_3 – момент восстановления темпа счета;
- T_r – время восстановления;
- b – наклон от t_2 до t_3 (%/сут.).

Момент восстановления t_3 определяется следующим образом: берется среднее значение темпа счета до ФП за сутки и сравнивается с темпом счета после точки t_2 . В случае если из шести последовательных точек (т.е. в течение часа) хотя бы для трех точек темп счета больше среднего значения темпа счета до ФП, то третья точка из этих шести принимается за момент восстановления. После этого наклон b рассчитывается с помощью линейной аппроксимации временного ряда от t_2 до t_3 , время восстановления ФП – как $T_r = t_3 - t_2$, а время падения $T_{FD} = t_2 - t_1$.

Такой подход к определению характеристик ФП позволяет: получать значение амплитуды падения и другие параметры, характеризующие ФП (время падения, время восстановления, наклон восстановления и т.д.) с учетом различных трендов (суточные вариации, префорбуш-повышения, восстановление и т.д.). Данная методика может быть использована при анализе ФП, регистрируемых различными установками.

Для облегчения процедуры расчета характеристик ФП можно использовать специальную программу *forbush.exe*, которая позволяет на выходе получать количественную информацию в виде паспорта на ФП, и качественную – в виде графика с нанесенными параметрами. Входными данными программы являются временные ряды, представляющие собой ненормированный десятиминутный темп счета, скорректированный на барометрический эффект.

Вид программы *forbush.exe* при запуске представлен на рис. 3.13.

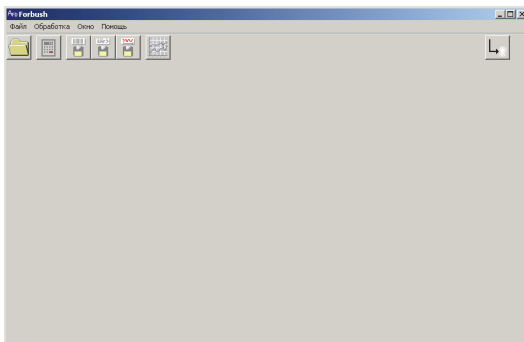





Рис. 3.13. Внешний вид окна программы получения параметров ФП при запуске

Работа с программой начинается с открытия файла данных:

"Файл → Открыть файл" или . Формат данных приведен на рис. 3.14. Если в файле нет заголовка, то первая точка в обработке не учитывается. Темп счета должен приводиться с учетом барометрического эффекта. После того как файл открыт, в окне появится график темпа счета. При щелчке на график левой клавишей мыши в центре окна отображается время выбранной точки, сама точка на графике обозначается символом ✳. Точку можно передвигать вдоль кривой клавишами клавиатуры "←" и "→". График можно сохранить в файл: "Файл → Сохранить график" или . Доступны три формата: ".bmp" ".emf" и ".wmf". Можно перестроить график – стереть все линии кроме темпа счета: "Обработка → Нарисовать график" или .

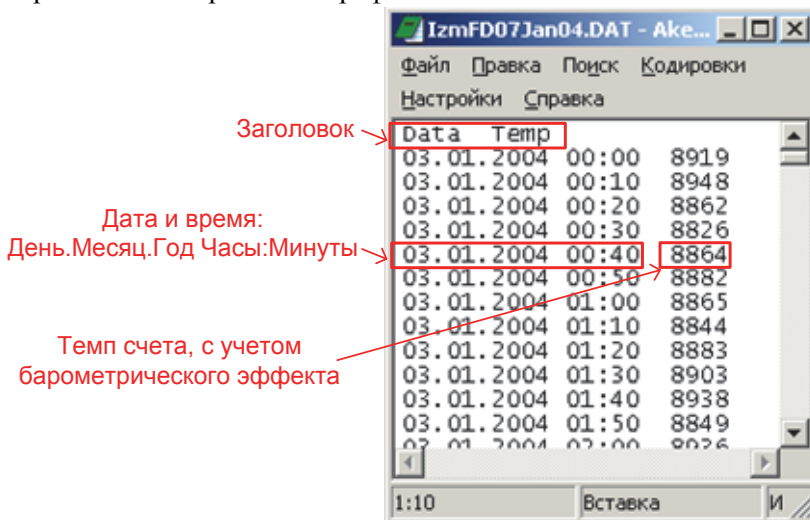




Рис. 3.14. Формат данных

Для расчета необходимо ввести время начала форбуш-понижения (ФП) (t_1) и время окончания падения (t_2) (рис. 3.15).

Произвести расчет: "Обработка → Расчет" или . Если в результате обработки время восстановления темпа счета (t_3) не найдено (темп счета не восстановился до уровня перед ФП), то

появится соответствующее сообщение. В этом случае надо задать третью точку вручную и снова нажать на кнопку .

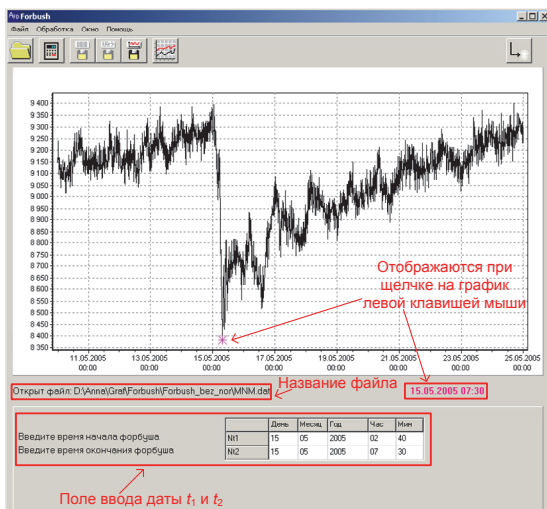


Рис. 3.15. Выделения точки окончания forbush-понижения

После расчета в основном окне появятся панели выбора прорисовки графика (рис. 3.16).

После обработки данных появляется второе окно с таблицами, в которых представлены основные результаты (рис. 3.17). Для расчета средней амплитуды ФП в правой нижней таблице необходимо указать точки (единичками), по которым будет проводиться усреднение. Кнопка "Заполнить" выставляет во всех ячейках таблицы "1": все точки участвуют в усреднении. Кнопка "Удалить" стирает "1" во всех ячейках. Убрать или добавить единичку в ячейке можно щелчком левой кнопки мыши. После того как указали точки, надо нажать на кнопку "Рассчитать". Значение среднего, его ошибка и σ появятся в полях справа. В нижней части окна появится график (рис. 3.18), на котором будут приведены все точки (красным цветом показаны точки, участвующие в усреднении, серым – пропущенные). Красная линия на графике – значение среднего, линии синего цвета – $AFD \pm \sigma$.

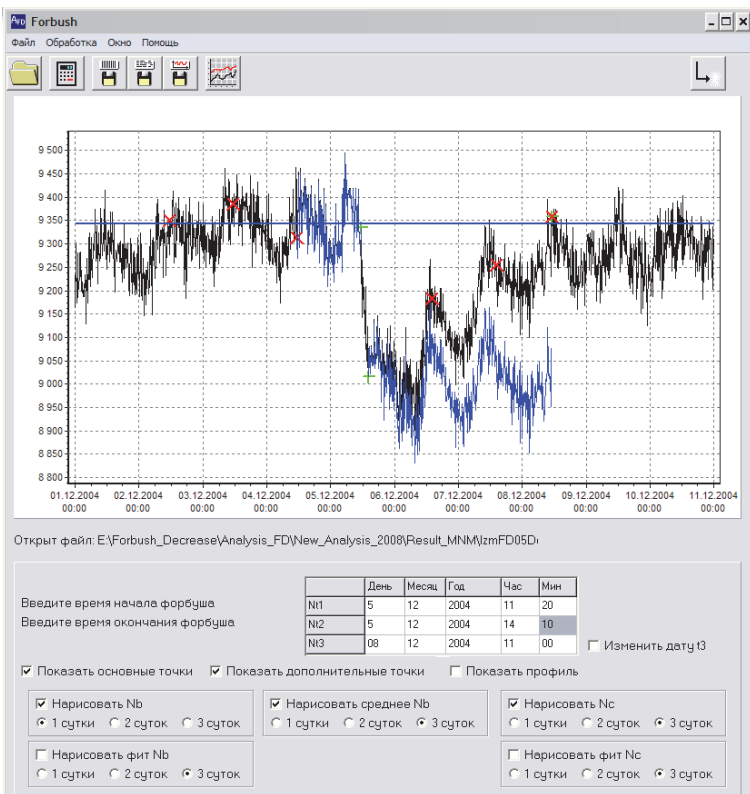


Рис. 3.16. Временные ряды после устранения тренда

до ФП		после ФП	
A	B*1e6	A	B*1e6
1 сутки	9341,04752	-88,29974	9026,3743
2 суток	9335,50187	-37,9645	8987,89139
3 суток	9343,39072	72,26328	8998,84892

	11	21	22	31	32	33
Nb	9341,04752	9343,222	9335,50187	9347,98384	9345,02555	9343,39072
Einb	4,92408	4,92521	3,39155	4,93554	3,4071	2,6329
Nc	9026,3743	8985,30911	8987,89139	8992,10365	9001,48047	8998,84892
EinC	5,68669	6,02464	4,08777	5,9241	4,11401	3,12218

A	Nb11	Nb21	Nb22	Nb31	Nb32	Nb33
Nc11	0,03368	0,03391	0,03311	0,0344	0,03409	0,03392
Nc21	0,03808	0,0383	0,03751	0,03879	0,03849	0,03832
Nc22	0,0378	0,03803	0,03723	0,03852	0,03821	0,03804
Nc31	0,03735	0,03758	0,03678	0,03807	0,03776	0,03759
Nc32	0,03635	0,03657	0,03577	0,03706	0,03676	0,03659
Nc33	0,03663	0,03685	0,03606	0,03734	0,03704	0,03687

Удалить Заполнить Рассчитать

<A>
 ΔA
 σ
<A>, %
 ΔA , %
 σ , %

Рис. 3.17. Окно работы с амплитудами падения

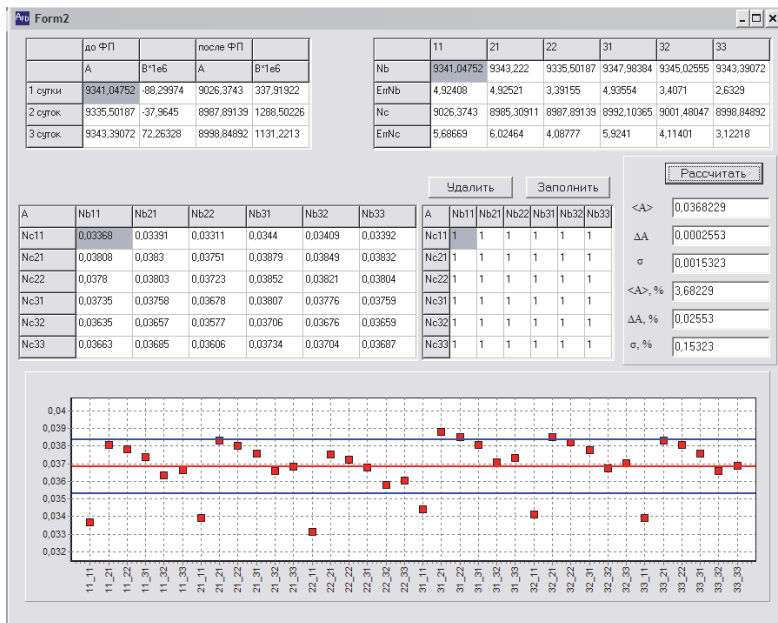



Рис. 3.18. Определение средней амплитуды падения (красная линия) и диапазона среднеквадратичного разброса (синие линии)

Результаты обработки, представленные в таблицах, можно сохранить в файл: "Файл → Сохранить таблицы" или . Программа также позволяет строить профиль ФП – проверочная кривая, которая соединяет средний темп счета до ФП, момент начала и окончания падения, точку восстановления и средний темп счета после ФП.

Данная методика определения характеристик ФП (ОХФП) позволяет осуществить единый подход к обработке ФП, наблюдаемых как в потоке нейтронов, так и в потоке мюонов.

Контрольные задания

1. Схема солнечно-земных связей.
2. Корональные выбросы масс и их связь с геомагнитными бурями.
3. Эффект Форбуша и GLE.

4. Основные характеристики форбуш-понижений.
5. Методы исследования форбуш-эффектов.
6. Понятие пороговой жесткости и асимптотических направлений.
7. Физические принципы мюонной диагностики гелиосферы.

Лабораторная работа № 4.

Форбуш-эффекты в космических лучах

Цель работы: определить параметры, характеризующие форбуш-понижение в потоке космических лучей.

Введение

Наблюдаемые на поверхности Земли вариации космических лучей являются интегральным результатом различных солнечных, гелиосферных и атмосферных явлений. Одним из примеров влияния гелиосферных явлений может служить резкое падение темпа счета интенсивности потока космических лучей (КЛ) на поверхности Земли – **форбуш-понижение** (ФП). Такое уменьшение интенсивности потока регистрируемых частиц может быть обусловлено отклонением частиц первичного космического излучения магнитными полями облаков солнечной плазмы, образовавшихся при корональных выбросах масс во время активных процессов на Солнце.

Одним из основных параметров, характеризующих ФП, является амплитуда падения темпа счета космических лучей (A_{FD}), поэтому важно правильно и с наименьшими неопределенностями измерять эту величину. Проблема ее корректного определения связана с наличием в темпе счета суточных вариаций и различных трендов, которые модулируют поведение интенсивности космических лучей.

Для определения характеристик ФП вводится несколько параметров (рис. л.4.1):

- $I(t)$ – временной ряд;
- t_1 – время начала падения;
- $I_b(t)$ – временной ряд до точки t_1 ;

- $B_b^{(i)}$ – наклон временного ряда за время $i = 1, 2, 3$ суток до ФП;
- $I_{bs}^{(i)}(t)$ – выпрямленные временные ряды за время $i = 1, 2, 3$ суток до ФП;
- t_2 – время окончания падения;
- t_3 – момент восстановления темпа счета;
- $I_r(t)$ – временной ряд от точки t_2 до t_3 ;
- $B_r^{(j)}$ – наклон временного ряда за время $j = 1, 2, 3$ суткам после ФП;
- $I_{rs}^{(j)}(t)$ – выпрямленные временные ряды за $j = 1, 2, 3$ суток после ФП.

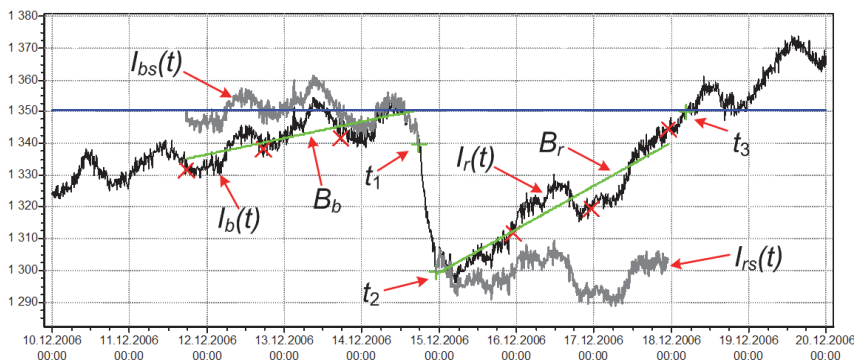


Рис. л.4.1. Параметры форбуш-понижения

Этапы выполнения работы

Этап 1. Выбрать по интернет-ресурсам период, в который наблюдалось форбуш-понижение в потоке космических лучей:
http://www.env.sci.ibaraki.ac.jp/database/html/WDCCR/data_e.html
 Скачать с сайта <http://cr0.izmiran.rssi.ru/common/links.htm> данные любого нейтронного монитора за выбранный период (10-минутные, ненормированные, скорректированные на давление).

Этап 2. Построить график $I(t)$ и определить моменты времени t_1, t_2 , значение темпа счета в эти моменты и посчитать амплитуду ФП (визуальный метод):

$$A = (I_1 - I_2) / I_1, \%$$

Этап 3. С помощью линейной аппроксимации ряда $I_b(t)$ за 1, 2, 3 суток до ФП вычислить наклон $B_b^{(i)}$, затем с его учетом построить выпрямленный временной ряд: $I_{bs}^{(i)}(t) = I_b(t) - B_b^{(i)} \times (t - t_1)$. Коэффициент B_b определяется в обратных сутках.

Этап 4. Аналогично скорректировать ряд $I_r(t)$ за $j = 1, 2, 3$ суток после ФП.

Этап 5. Усреднить темп счета $I_{bs}^{(i)}(t)$ и $I_{rs}^{(j)}(t)$ за выбранные интервалы времени, получив по три значения $I_{bs}^{(i)}$ и $I_{rs}^{(j)}$ соответственно. Рассчитать девять значений амплитуд падения $A_{FD}^{(i,j)}$:

$$A_{FD}^{(i,j)} = (I_{bs}^{(i)} - I_{rs}^{(j)}) / I_{bs}^{(i)} \times 100 \%$$

Полученные параметры занести в таблицу:

B_b			
$I_{bs}^{(i)}$			
B_r			
$I_{rs}^{(j)}$			
$A_{FD}^{(i,j)}, \%$			

Этап 6. Определить среднее $\langle A_{FD} \rangle$ и среднеквадратичное отклонение σ :

$$\langle A_{FD} \rangle = \frac{1}{9} \sum A_{FD}^{(i,j)}, [\%],$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{9-1} \sum (A_{FD}^{(i,j)} - \langle A_{FD} \rangle)^2}, [\%].$$

Построить график значений $A_{FD}^{(i,j)}$ в зависимости от вариантов усреднения, нанести линию среднего и линии доверительного интервала:

$$\langle A_{FD} \rangle \pm \sigma.$$

Этап 7. Написать отчет о лабораторной работе, который должен содержать все полученные результаты.

Этап 8. Заключение

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Оценка _____ Подпись руководителя _____

Лабораторная работа № 5.
**Сравнительный анализ ФП по данным нейтронных
мониторов и мюонных годоскопов**

Цель работы: сравнить основные параметры, характеризующие форбуш-понижения в потоках мюонов и нейтронов.

Введение

Активные процессы на Солнце и в гелиосфере, такие как корональные выбросы масс (СМЕ), потоки высокоскоростного солнечного ветра из коронарных дыр и изменение токового слоя, могут приводить к падению интенсивности космических лучей на поверхности Земли – эффектам Форбуша (или форбуш-понижениям – ФП). Исследования ФП на поверхности Земли ведутся в основном в потоке нейтронов, регистрируемом с помощью сети наземных нейтронных мониторов. В последнее время благодаря созданию аппаратуры нового поколения – мюонных многонаправленных телескопов и мюонных годоскопов – исследования активно ведутся и в потоке мюонов. Отличительными особенностями этих исследований являются: высокая статистическая обеспеченность; чувствительность к более высоким энергиям первичных частиц; возможность регистрации

мюонов одновременно с различных направлений с хорошей угловой точностью.

Основными параметрами, характеризующими ФП, являются амплитуда падения интенсивности космических лучей, время падения и время восстановления. Для определения этих характеристик была разработана единая методика, позволяющая с наименьшими неопределенностями измерять эти величины. Суть метода заключается в использовании усреднений темпа счета до и после ФП за различные интервалы времени с учетом различных трендов (суточные вариации, пре-форбуш-повышения, восстановление и т.д.), при этом амплитуда падения определяется как разница между этими средними. Для облегчения процедуры расчета характеристик ФП используется специальная программа *forbush.exe*, которая позволяет на выходе получать количественную информацию в виде паспорта на ФП и качественную – в виде графика с нанесенными параметрами. Входными данными программы являются временные ряды, представляющие собой ненормированный десятиминутный темп счета, скорректированный на барометрический эффект.

Для сравнения характеристик ФП в потоках нейтронов и мюонов необходимо обработать не менее трех событий.

Этапы выполнения работы

Этап 1. По данным нейтронных мониторов и мюонных годоскопов построить интенсивности потоков нейтронов и мюонов во время ФП. Определить моменты начала и окончания падения темпов счетов.

Этап 2. С помощью программы *forbush.exe* определить основные параметры, характеризующие ФП в потоке нейтронов и мюонов: амплитуду падения; время падения; время восстановления.

Этап 3. Сравнить полученные параметры ФП в потоках нейтронов и мюонов.

Этап 4. Написать отчет о лабораторной работе, который должен содержать все полученные результаты.

Этап 5. Заключение

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Оценка _____ Подпись руководителя _____

Лабораторная работа № 6. **Спектр модуляции космических лучей во время форбуш-понижения**

Цель работы: исследовать зависимости параметров форбуш-понижений в космических лучах от энергии первичных частиц с помощью мюонного годоскопа УРАГАН.

Введение

Изучение резких понижений интенсивности космических лучей на поверхности Земли, вызванных отклонением заряженных частиц неоднородностями межпланетного магнитного поля и ударными волнами в солнечном ветре [1], так называемых форбуш-эффектов или форбуш-понижений (ФП), ведется уже несколько десятилетий. В основном такие исследования проводятся в потоке нейтронов, регистрируемых с помощью наземных нейтронных мониторов – стандартных приборов, расположенных в различных точках земного шара. Отдельный нейтронный монитор регистрирует первичные космические лучи, приходящие в узком телесном угле с энергий и магнитной жесткостью, превышающей пороговую. Эти параметры зависят от географического расположения нейтронного монитора. Поэтому мировая сеть нейтронных мониторов [2] предоставляет возможность получения такой информации, как энергетические спектры и направления распространения первичных частиц.

В то же время подобные исследования можно проводить и в потоке мюонов (в области энергий выше 10 ГэВ), но с помощью одного детектора – мюонного годоскопа (МГ) [3], обладающего широкой апертурой и высоким угловым разрешением ($1^\circ - 2^\circ$) и способного в непрерывном режиме регистрировать пространственно-угловые характеристики потока мюонов в виде двумерных матриц одновременно с нескольких тысяч направлений космического пространства. Анализ этих матриц позволяет исследовать зенитно-угловую и азимутальную зависимости, вектор анизотропии и другие угловые характеристики потока мюонов.

Для исследования вариаций потока мюонов во время ФП используются усредненные 10-минутные данные, скорректированные на барометрический и температурный эффекты. Анализ проводится как для интегрального темпа счета, так и для пяти зенитно-угловых интервалов $0-17$, $17-26$, $26-34$, $34-44$ и более 44° [4], границы которых выбраны, исходя из равной статистической обеспеченности. Пороговые энергии годоскопа зависят от зенитного угла и лежат в диапазоне от 200 до 600 МэВ. На рис. л.6.1 представлен пример регистрации ФП в двух крайних интервалах зенитных углов, изменения темпа счета в остальных трех интервалах лежат между ними.

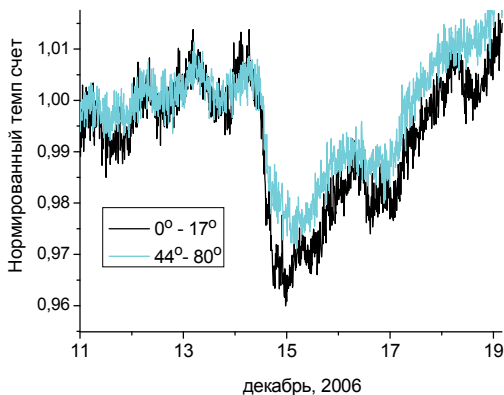


Рис. л.6.1. Темп счета мюонного годоскопа УРАГАН во время ФП 14 декабря 2006 в двух интервалах зенитных углов

Видно хорошее подобие зависимостей для различных углов, при этом амплитуда эффекта с увеличением зенитного угла уменьшается, что связано с увеличением эффективной энергии

первичных частиц. Это позволяет исследовать зависимость амплитуды падения темпа счета детектора во время ФП от энергии первичных частиц с помощью одной установки.

Для получения энергетического спектра амплитуд форбуш-понижений потока мюонов используются функции связи первичного и вторичного потоков [5]. Зная функцию сбора детектора $P(E, \theta)$ и предполагая, что уменьшение потока первичных космических лучей (ПКЛ) во время форбуш-эффекта имеет вид $\Delta J_p/J_p \sim R^{-1}$ [6] (здесь R – жесткость первичных частиц), можно вычислить функцию отклика $G(E, \theta)$ и определить диапазон энергий первичных частиц, которые дают вклад в понижение темпа счета детектора (рис. л.6.2, слева). С помощью функции отклика детектора на понижение интенсивности потока первичных космических лучей (рис. л.6.2, справа) можно рассчитать медианную и пороговые энергии ПКЛ как для интегрального темпа счета, так и для отдельных зенитно-угловых интервалов.

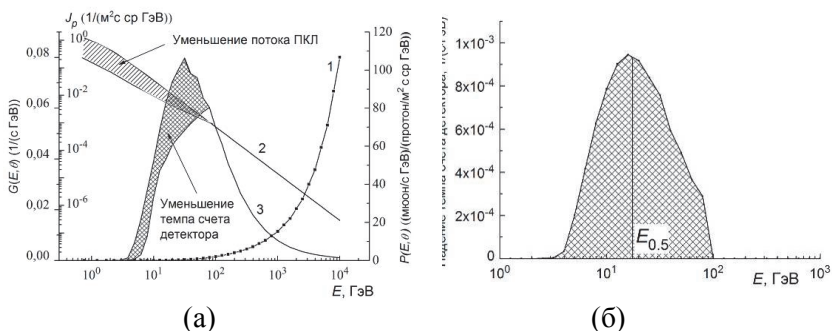


Рис. л.6.2. Пример расчета функции отклика для ФП (а):
 1 – функция сбора $P(E, \theta)$; 2 – спектр первичных космических лучей; 3 – функции отклика $G(E, \theta)$. Функция отклика детектора на понижение интенсивности потока ПКЛ (б)

С помощью функции отклика детектора на понижение интенсивности потока первичных космических лучей (рис. л.6.2, справа) рассчитывается медианная и пороговые энергии ПКЛ. Для анализа зависимости амплитуды падения от энергии первичных частиц используются медианные энергии первичных протонов ($E_{0.5}$), дающих вклад в изменение темпа счета мюонного годоскопа в пяти зенитно-угловых интервалах, перечисленных выше.

Значения $E_{0.5}$ равны: 13.4, 14.3, 16.2, 18.3 и 24.1 ГэВ, соответственно для каждого углового интервала.

Методика определения основных характеристик ФП

Одним из основных параметров, характеризующих ФП, является амплитуда падения темпа счета мюонов (A_{FD}), поэтому важно правильно и с наименьшими неопределенностями измерять эту величину. Основная проблема ее корректного определения связана с наличием в темпе счета суточных вариаций и различных трендов, которые изменяют интенсивность космических лучей. Эта проблема может быть решена с помощью введения специального метода определения параметров, характеризующих вариации потока мюонов по время ФП [7]. Суть метода заключается в использовании усредненных темпов счета до и после ФП за различные интервалы времени с учетом различных трендов (суточные вариации, пре-Форбуш-повышения, восстановление после ФП и т.д.), при этом амплитуда падения определяется как разница между этими средними. В зависимости от вариантов усреднения получается несколько значений амплитуд, разброс между которыми может служить оценкой систематической неопределенности, связанной с суточными вариациями и неучтенными трендами. За величину падения темпа счета во время ФП принимается среднее из рассчитанных значений амплитуд, а в качестве ошибки – величина среднеквадратичного отклонения. Для получения основных характеристик ФП используется специальная программа "*Forbush.exe*".

Этапы выполнения работы

Этап 1. С помощью программы *Origin* построить временные ряды мюонного годоскопа УРАГАН во время ФП для интегрального темпа счета и для пяти зенитно-угловых интервалов.

Этап 2. Определить время начала и окончания падения для интегрального темпа счета и для пяти зенитно-угловых интервалов. Данные занести в табл. л.6.1.

Таблица л.6.1.

Темп счета МГ УРАГАН	Начало падения (t_1)	Окончание падения (t_2)
Интегральный		
Интервал $0^\circ-17^\circ$		
Интервал $17^\circ-26^\circ$		
Интервал $26^\circ-34^\circ$		
Интервал $34^\circ-44^\circ$		
Интервал $> 44^\circ$		

Этап 3. С помощью программы Forbush.exe определить основные характеристики анализируемого ФП. Подготовить паспорт на событие.

Этап 4. Основные характеристики занести в сводную табл. л.6.2.

Таблица л.6.2.

$E_{0.5}, ГэВ$	Амплитуда		T_{FD}	T_r	b
	A_{FD}	σ			
13.42					
14.33					
16.17					
18.34					
24.12					

Этап 5. Построить зависимости основных характеристик ФП от медианной энергии первичных частиц.

Этап 6. Зависимость амплитуды ФП от медианной энергии первичных частиц профитировать степенной функцией $E^{-\alpha}$. Данные занести в паспорт события.

Этап 7. Заключение

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Оценка _____ Подпись руководителя _____

4. Мюонная диагностика атмосферных процессов

Образуясь в верхних слоях атмосферы, мюоны космических лучей достигают поверхности Земли благодаря своей проникающей способности. Мюоны являются одним из основных источников естественной ионизации атмосферы на низких высотах. Интенсивность мюонов на поверхности Земли модулируется не только вариациями первичного космического излучения, но и изменениями атмосферных условий, что открывает возможность использования прецизионных мюонных годоскопов для мониторинга атмосферных процессов.

4.1. Строение атмосферы Земли

Атмосфера – это воздушная оболочка Земли, находящаяся в постоянном движении. В ней возникают возмущения самых различных масштабов. Атмосфера – самая подвижная и изменчивая составляющая климатической системы, которая постоянно взаимодействует с другими оболочками Земли (гидросферой, биосферой и др.). Основными физическими параметрами, характеризующими атмосферу, являются температура, плотность, давление, влажность и химический состав воздуха.

До высоты 90 км атмосфера представляет собой гомогенную хорошо перемешанную смесь газов и различных примесей (пыль, капли воды, кристаллы льда, морские соли, продукты горения). Молекулярная масса воздуха в этом слое равна 28.966 г/моль и практически не меняется с высотой, так как относительная концентрация основных газов остается постоянной (рис. 4.1): азота ~ 78.084 %, кислорода ~ 20.946 %, аргона ~ 0.934 % и около 0.036 % других газов (углекислый газ, неон, гелий, метан, криптон, водород, ксенон, озон, аммиак, перекись водорода, йод, радон, водяной пар и др).

В более высоких слоях распределение газов по высоте зависит от их молекулярных масс, концентрация более тяжелых газов убывает быстрее по мере удаления от поверхности Земли. Это область сильного изменения молекулярной массы воздуха (на высоте 500 км она уже равна 16 г/моль).

Верхней границы атмосфера не имеет. Она плавно переходит в межпланетное пространство. За верхнюю границу атмосферы условно принимают высоту 1500–2000 км.

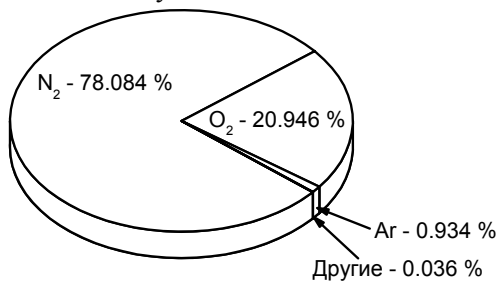


Рис. 4.1. Состав воздуха

Основные особенности средней вертикальной структуры атмосферы отражены в послойном делении атмосферы. Выделение слоев атмосферы основано на том, что атмосфера в среднем может быть представлена состоящей из концентрических сферических оболочек с размытыми границами (рис. 4.2).

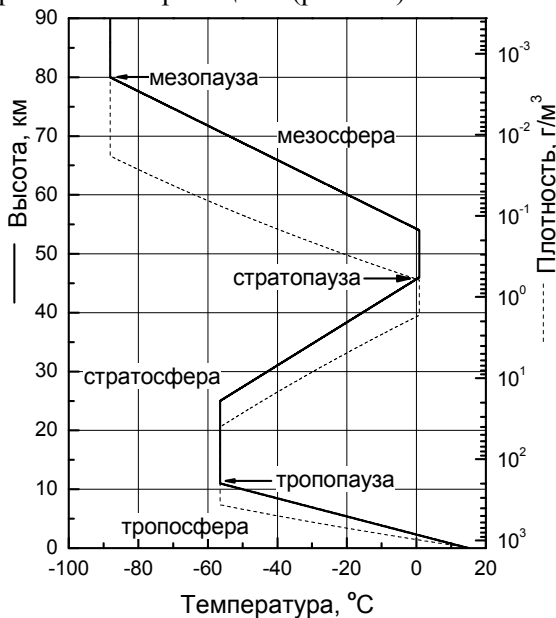


Рис. 4.2. Слоистое строение атмосферы

- Тропосфера – нижний, основной слой атмосферы, прилегающий к поверхности Земли (до высоты ~ 11 км). Температура в этом слое падает с высотой в среднем на 0.665 К/100 м. В тропосфере содержится более 80 % всей массы атмосферного воздуха и около 90 % всего имеющегося в атмосфере водяного пара, в ней сильно развиты турбулентность и конвекция, возникают облака, развиваются циклоны и антициклоны.
- Тропопауза – переходный слой к стратосфере. Является верхней границей тропосферной облачности, из которой выпадают осадки. Толщина тропопаузы зависит от географического положения и меняется с высотой, она колеблется от нескольких сотен метров до 1.5 км.
- Стратосфера (11 – 50 км). В нижней части этого слоя температура практически постоянна (-45...-75°С в зависимости от широты и времени года), в верхнем – растет с высотой (до -20...20° С).
- Стратопауза – переходный слой к мезосфере.
- Мезосфера (50 – 90 км). Температуры в этом слое понижается с высотой от 0° С до -90° С.
- Мезопауза – переходный слой к термосфере.
- Термосфера (до 600 – 1000 км). Температура быстро повышается до высот 200 –300 км (1500° С) и остается почти постоянной выше этого уровня. В этом слое наблюдаются полярные сияния.
- Экзосфера (до 2000 км) – слой атмосферы, из которого происходит ускользание наиболее легких частиц (атомов водорода) в мировое пространство (вследствие теплового движения).
- Земная корона (от 2000 км до 20 тыс. км) – внешняя область земной атмосферы.

Около половины всей массы атмосферы сосредоточено в нижнем 5-километровом слое, 9/10 – в нижних 20 км, 99.5 % от всей массы – в нижних 80 км. Суммарная масса воздуха составляет свыше $5 \cdot 10^{15}$ т, среднее давление на уровне моря при 0° С равно 1013.25 гПа, а плотность – 1.27 кг/м^3 . Давление и плотность

атмосферы с высотой убывают и, например, на высоте 750 км плотность составляет лишь 10^{-10} г/м³.

Вышеописанное разделение атмосферы на слои содержит в основе физические свойства, в первую очередь характер высотной температурной зависимости. Часто атмосферу разделяют на оболочки, исходя из протекающих в них физико-химических процессов.

- **Нейтросфера** (от поверхности Земли до 70 – 80 км) – слой, где концентрация нейтральных частиц много больше, чем заряженных (в нее входят тропосфера, стратосфера и мезосфера).
- **Ионосфера** (выше 70 – 80 км и до высот около 1000 км) – слой, в котором высока концентрация положительных молекулярных и атомных ионов и свободных электронов.
- **Озосфера** (10 – 50 км) – слой с повышенной концентрацией озона.
- **Хемосфера** (от стратосферы до нижней части термосферы) – область, в которой происходят фотохимические реакции с участием кислорода, озона, азота, гидроксила (водный остаток ОН), натрия.

4.2. Прохождение КЛ через атмосферу

Первичный протон, проходя через атмосферу, может испытать свыше десятка столкновений с ядрами, в каждом из которых он теряет примерно половину энергии на генерацию адронов (в основном пионов и каонов) (рис. 4.3). Соотношение образовавшихся пионов и каонов составляет примерно $\pi : K \approx 1 : 0.15$. Функция генерации мезонов ($\eta = \pi$ или K) имеет вид:

$$G^{\eta}(E_{\eta}, z) = A_{\eta} \cdot \exp\left(-\frac{z}{L_p}\right) \cdot E_{\eta}^{-(\gamma+1)}, \quad (4.1)$$

где $A_{\eta} = \text{const}$ – нормировочный множитель, z – глубина в г/см² от "границы атмосферы", $L_p = 110$ г/см² – пробег поглощения потока протонов, E_{η} – энергия мезона, $\gamma = 1.7$ – показатель интегрального спектра генерации мезонов.

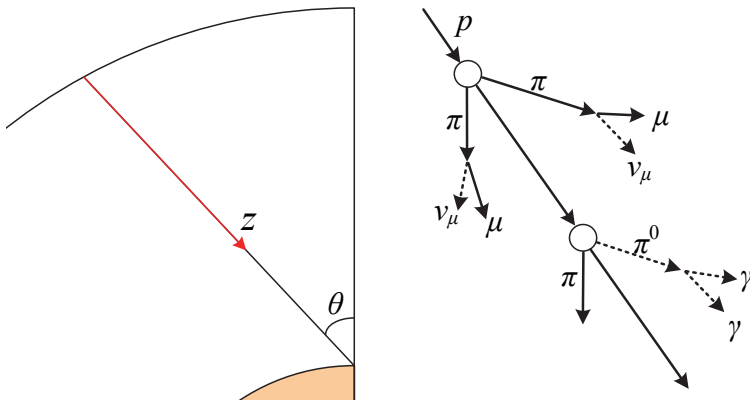
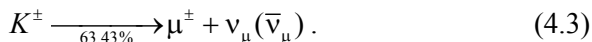
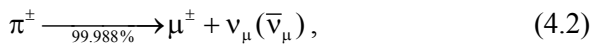


Рис.4.3. Схема взаимодействия протона с ядрами воздуха

Пионы и каоны являются нестабильными частицами ($\tau_{\pi} = 2.6033 \cdot 10^{-8}$ с, $\tau_K = 1.2384 \cdot 10^{-8}$ с), поэтому испытывают распад с образованием вторичных частиц. В $\sim 99.988\%$ случаев для пиона и в 63.43% для каона образуются мюон и мюонное нейтрино (антинейтрино):



Основная часть мюонов образуется на глубине атмосферы примерно 100 г/см^2 (уровень генерации $15\text{--}20$ км над уровнем моря для вертикального направления). Минимальная энергия, необходимая мюону для того, чтобы дойти от уровня генерации до поверхности Земли, для вертикального направления составляет около 2 ГэВ . Следовательно, в поток мюонов на поверхности Земли вклад дают мезоны с энергией также больше 2 ГэВ , т.е. релятивистские мезоны. Поэтому при рассмотрении прохождения мезонов через атмосферу их скорость можно принять равной скорости света. Тогда доля распавшихся мезонов в слое dz примерно равна

$$\frac{d\tau}{\tau} = \left(\frac{L}{c} \right) / \left(\frac{\tau_{\pi,K} \cdot E_{\pi,K}}{m_{\pi,K}} \right), \quad (4.4)$$

где L – геометрический путь ($L = dz/\rho$), c – скорость света, $E_{\pi,K}$ – энергия мезона, $m_{\pi,K}$ – его масса ($m_{\pi} = 139.57 \text{ МэВ}$, $m_K = 493.677 \text{ МэВ}$). Кроме распада происходят взаимодействия

пионов и каонов с ядрами атомов воздуха с генерацией большого числа вторичных частиц. При этом, как правило, энергия образовавшихся частиц мала, и они не могут дать существенного вклада в поток мюонов на поверхности Земли. Доля взаимодействующих мезонов в слое dz равна $dz/\lambda_{\pi,K}$, $\lambda_{\pi} = 120 \text{ г/см}^2$ и $\lambda_K = 150 \text{ г/см}^2$ – длины пробега пионов и каонов для ядерных взаимодействий в воздухе.

Мюон также является нестабильной частицей ($\tau_{\mu} = 2.19703 \cdot 10^{-6} \text{ с}$) и при прохождении через атмосферу испытывает распад на электрон (позитрон) и электронное и мюонное нейтрино (антинейтрино):

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_{\mu}(\nu_{\mu}). \quad (4.5)$$

Доля распавшихся мюонов в слое dz примерно равна ($m_{\mu} = 105.658 \text{ МэВ}$):

$$\frac{d\tau}{\tau} = \left(\frac{L}{c} \right) / \left(\frac{\tau_{\mu} \cdot E_{\mu}}{m_{\mu}} \right). \quad (4.6)$$

Мюон, летящий со скоростью света, проходит за 2.2 микросекунды около 660 м, что значительно меньше расстояния от уровня генерации до поверхности Земли. Однако, так как средняя энергия мюонов космических лучей на поверхности Земли для вертикального направления равна 4–5 ГэВ, то лоренц-фактор для них составляет несколько десятков. Поэтому время жизни мюона в лабораторной системе отсчета увеличивается в десятки раз, и длина пролета мюонов до распада составляет десятки километров.

При прохождении плотных слоев атмосферы мюон теряет энергию вследствие электромагнитных взаимодействий с атомами и ядрами газов атмосферы. Известны четыре основных процесса, приводящих к потерям энергии для заряженной частицы:

- ионизация,
- тормозное излучение,
- рождение пар,
- ядерные взаимодействия.

Ионизационные потери для мюонов в широкой области энергий примерно постоянны и составляют около $2 \text{ МэВ/(г/см}^2)$. Остальные три типа потерь линейно растут с энергией и, следовательно, существенны при высоких энергиях мюона. Графики зависимости

удельных потерь энергии в различных процессах на единицу пути в воздухе и суммарный эффект показаны на рис. 4.4.

Протекание вышеперечисленных процессов образования мезонов, генерации мюонов, потерь энергии мюонами на пути к поверхности Земли в значительной степени зависит от параметров атмосферы. Таким образом, любое изменение состояния атмосферы вследствие сезонных или внезапных динамических процессов будет отражаться в изменении потока мюонов на поверхности Земли.

Для различных оценок, теоретических расчетов и моделирования прохождения частиц ПКИ и вторичных частиц через атмосферу необходимо знать зависимость основных параметров атмосферы (температуры, плотности и давления) от высоты над уровнем моря, т.е. необходимо использовать какую-то модель атмосферы. Чаще всего используют следующие модели.

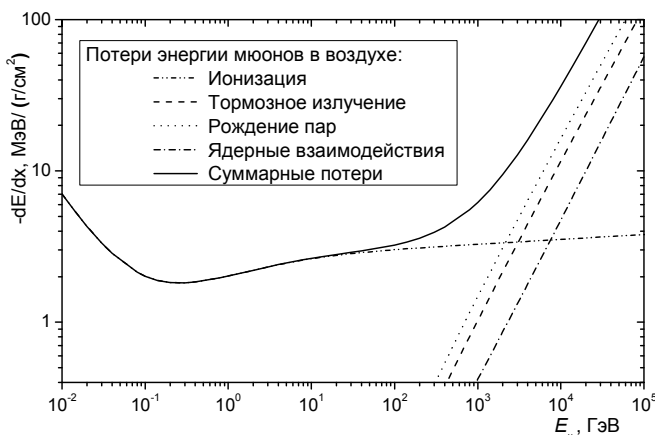


Рис. 4.4. Зависимость потерь энергии мюонов в воздухе

"Экспоненциальная" атмосфера. В этой модели температура атмосферы считается постоянной, не зависящей от высоты и равной $T = 244$ К, давление на уровне моря принимается равным $P_{sl} = 1013.25$ гПа, а зависимость давления P и плотности ρ от высоты H задается следующими уравнениями:

$$P(H) = P_0 \cdot \exp\left(-\frac{M \cdot g}{R \cdot T} \cdot H\right) = P_0 \cdot \exp\left(-\frac{H}{H_0}\right), \quad (4.7)$$

$$\rho(H) = \rho_0 \cdot \exp\left(-\frac{M \cdot g}{R \cdot T} \cdot H\right) = \rho_0 \cdot \exp\left(-\frac{H}{H_0}\right), \quad (4.8)$$

где H_0 – уровень наблюдения.

"Двухслойная" и "шестислойная" модели атмосферы. В этих моделях задается зависимость температуры воздуха от высоты над уровнем моря. Воздух считается идеальным газом:

$$\rho(H) = \frac{M}{R} \cdot \frac{P(H)}{T(H)}. \quad (4.9)$$

Ускорение свободного падения считается постоянным, не зависящим от высоты над уровнем моря и равным $g = 9.80665 \text{ м/с}^2$. Давление рассчитывается из барометрического уравнения:

$$dP = -\rho(H) \cdot g \cdot dH, \quad (4.9)$$

$$P(H_{i+1}) = P(H_i) \cdot \exp\left(-\frac{M}{R} \int_{H_i}^{H_{i+1}} \frac{g}{T(H)} dH\right), \quad (4.10)$$

где $M = 0.028966 \text{ кг/моль}$, $R = 8.3144 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}$.

В "двухслойной" модели атмосферы температура на уровне моря равна $T_{sl} = 288.15 \text{ К}$ ($15 \text{ }^\circ\text{C}$), давление на уровне моря $P_{sl} = 1013.25 \text{ гПа}$. До высоты 11 км температура воздуха равномерно уменьшается с высотой на 6.5 К/км ($T = T_{sl} - 6.5 \text{ К/км} \cdot H$), выше 11 км температура остается постоянной при изменении высоты: $T_{st} = 216.65 \text{ К}$. Зависимость температуры от высоты для "шестислойной" модели атмосферы приведена в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Параметры шестислойной модели атмосферы

Номер слоя	Высота H , км	Температура T , К	grad T , К/км
1	0–11	$T = T_{sl} + \text{grad}T1 \cdot H$	grad $T1 = -6.5$
2	11–25	$T = T_{st} = 216.65 \text{ К}$	–
3	25–46	$T = T_{st} + \text{grad}T3 \cdot (H - H_3)$	grad $T3 = 2.73$
4	46–54	$T = T_4 = 274 \text{ К}$	–
5	54–80	$T = T_4 + \text{grad}T5 \cdot (H - H_5)$	grad $T5 = -3.423$
6	>80	$T = T_6 = 185 \text{ К}$	–

Обозначения в таблице: $H_3 = 25 \text{ км}$, $H_5 = 54 \text{ км}$, $T_{sl} = 288.15 \text{ К}$.

"Стандартная" модель атмосферы (СМА). За исходные (измеряемые) параметры приняты значения температуры воздуха $T_c(H)$ и молекулярной массы сухого воздуха $M(H)$. Остальные параметры модели рассчитаны, исходя из предположения о справедливости в атмосфере уравнения состояния идеального газа и уравнения гидростатики. В расчете учитывается зависимость ускорения свободного падения от высоты над уровнем моря.

Модель "NRLMSISE-00" (Naval Research Laboratory, Mass-Spectrometer-Incoherent-Scatter model, авторы Mike Picone, Alan Hedin, Doug Drob). Модель основана на данных многолетних исследований атмосферы разными методами (данные метеозондов, ракет, спутников) для разных географических широт и долгот и в разное время года. По данным строятся зависимости параметров атмосферы от высоты, от широты и долготы, от времени года, от солнечной активности за несколько дней до интересующего момента времени. Для произвольного набора (выбранного географического положения, высоты, времени и активности) температура, давление, плотность и химический состав воздуха вычисляются при помощи подобранных фитирующих функций.

Для сравнения зависимости температуры от высоты по разным моделям атмосферы приведены на рис. 4.5. Зависимости плотности от высоты по разным моделям атмосферы приведены на рис. 4.6.

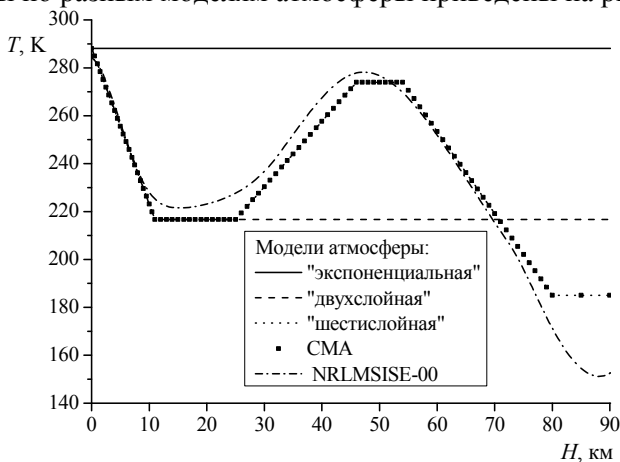


Рис. 4.5. Зависимость температуры воздуха от высоты в разных моделях атмосферы

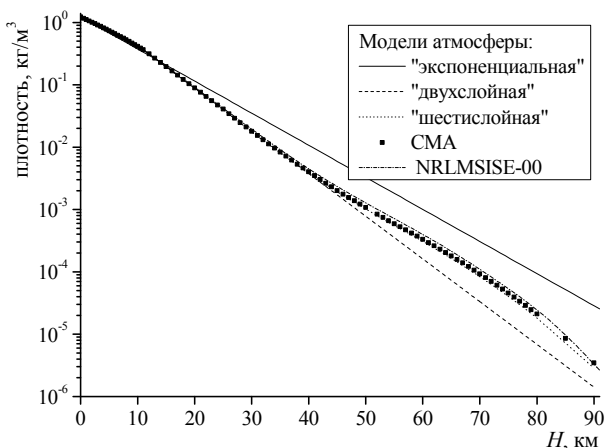


Рис. 4.6. Зависимость плотности воздуха от высоты в разных моделях атмосферы

4.3. Основные атмосферные эффекты для наземного потока космических лучей

Как уже отмечалось выше, изменения состояния атмосферы приводят к модуляции потока мюонов на поверхности Земли. Атмосферные поправки можно разделить на два типа: статические и динамические. При статических поправках основные параметры атмосферы меняются медленно и одинаково над довольно большой территорией (до тысяч квадратных километров). К процессам, которые приводят к статическим поправкам, можно отнести суточные и сезонные температурные колебания, плавные изменения давления в данном регионе, вызванные прохождением атмосферных барических образований (крупные циклоны и антициклоны) с размерами много большими, чем область наблюдения. Динамические атмосферные поправки приводят к кратковременным вариациям потока мюонов, зачастую в узком угловом интервале, и обусловлены динамическими атмосферными процессами. Такие явления характеризуются большими временными и пространственными градиентами атмосферных параметров, как правило, протекают на небольших пространственных масштабах. Они носят потенциально опасный характер и часто приводят к негативным последствиям.

Из статических атмосферных эффектов наибольшее влияние на поток мюонов оказывают барометрический и температурный эффекты. Первый связан с тем, что при увеличении давления увеличивается количество вещества на пути мюона, возрастают потери энергии, пороговая энергия мюона для прохождения через атмосферу увеличивается, и поток мюонов на поверхности Земли уменьшается.

Температурный эффект более сложен. Он вызван тем, что при нагреве атмосферы ее верхние слои поднимаются над поверхностью Земли и увеличивается геометрический путь, который должен пройти мюон. Одновременно уменьшается плотность в верхних слоях атмосферы. С одной стороны, из-за увеличения пути увеличивается вероятность распада мюонов, что приводит к уменьшению потока мюонов на поверхности Земли. С другой стороны, вероятность того, что π - или K -мезон взаимодействует с ядром атома воздуха, для нагретой атмосферы меньше, чем для стандартной (меньше плотность воздуха). Поэтому увеличивается доля распавшихся мезонов, что приводит к возрастанию потока мюонов. В результате знак эффекта зависит от пороговой энергии регистрации мюонов на поверхности Земли. Для малых пороговых энергий более существенно влияние температуры на вероятность распада мюона, поэтому температурный эффект отрицателен. При больших пороговых энергиях более сильное влияние оказывает изменение вероятности распада мезонов, поэтому знак температурного коэффициента становится положительным. Рассмотрим эти эффекты более подробно.

4.3.1. Барометрический эффект

Барометрический эффект – зависимость интенсивности регистрируемого потока космических лучей (КЛ) от давления в точке наблюдения. С повышением давления интенсивность КЛ понижается, что объясняется поглощением КЛ в атмосфере, масса которой над местом наблюдения меняется в соответствии с изменением давления. Вариации КЛ, имеющие внеатмосферное происхождение, оказываются такого же порядка, что и атмосферные. Поэтому для выделения вариаций внеатмосферного происхождения необходимо определять изменения интенсивности

метеорологического характера и исключать их из данных наблюдений. Это особенно важно при изучении регулярных вариаций с периодами, близкими к периодам изменения метеорологических факторов (сезонных, суточных, полусуточных), а также вариаций, связанных с солнечной активностью, в какой-то степени влияющей на метеорологические условия земной атмосферы.

Барометрический эффект наблюдается во всех компонентах КЛ на поверхности Земли, причем в нейтронной компоненте он в несколько раз выше, чем в мюонной. Количественной характеристикой барометрического эффекта служит барометрический коэффициент β , который показывает, на сколько процентов изменится поток космических лучей (темп счета установки) при изменении давления на один мбар.

Барометрический коэффициент зависит от типа и расположения детектора; от пороговой энергии детектора; от зенитного угла; от времени года. В табл. 4.2 приведены характерные значения барометрического коэффициента для различных типов детекторов.

Таблица 4.2

Тип детектора:	β , %/мбар
Мюонные детекторы на поверхности	$\sim - 0.2$
Мюонные детекторы под землей (60 м водного эквивалента)	$\sim - 0.04$
Нейтронные мониторы	$\sim - 0.7$

Пример зависимости темпа счета мюонного годоскопа и давления от времени показан на рис. 4.7. Как видно из графика, темп счета СМ МГ УРАГАН (ось слева) антикоррелирует с давлением (ось справа).

Относительное изменение интенсивности мюонов выражается в процентах к некоторой постоянной величине I_0 , т.е.

$$\Delta I = \frac{I - I_0}{I_0} \cdot 100 \% . \quad (4.11)$$

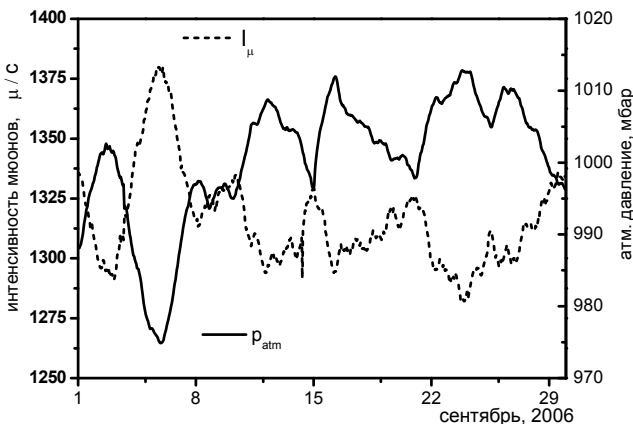


Рис. 4.7. Зависимость темпа счета супермодуля МГ УРАГАН (левая ось) и давления (правая ось) от времени

Величина I_0 выбирается как средний темп счета под заданным зенитным углом за период наблюдений. Если темп счета мюонов I^{corr} , скорректированный на барометрический эффект, также записать в виде относительного изменения

$$\Delta I^{corr} = \frac{I^{corr} - I_0}{I_0} \cdot 100 \% , \quad (4.12)$$

то ΔI^{corr} с точностью до членов второго порядка малости будет

$$\Delta I^{corr} = \Delta I - \beta(P - P_0) . \quad (4.13)$$

Если сделать обратный переход от относительных изменений к абсолютным интенсивностям, то выражение (4.13) примет вид

$$I^{corr} = I - \beta(P - P_0) I_0 \cdot 100 \% . \quad (4.14)$$

Здесь β — барометрический коэффициент, который является количественной характеристикой барометрического эффекта.

Для расчета барометрического коэффициента необходимо построить корреляционную зависимость темпа счета от давления за выбранный период. Далее методом линейной регрессии определяется коэффициент B уравнения фитурующей прямой

$$I = A + BP . \quad (4.16)$$

Барометрический коэффициент связан с параметром B следующим образом:

$$\beta = \frac{B}{I_0} \cdot 100 \% . \quad (4.17)$$

Зная барометрический коэффициент β и значение константы I_0 , можно внести поправку на барометрический эффект в данные темпа счета событий, т.е. избавиться от изменений темпа счета, вызванных изменением давления. Скорректированные данные можно получить по формуле (4.14).

Антикорреляция атмосферного давления и темпа счета атмосферных мюонов в явном виде изображена на рис. 4.8.

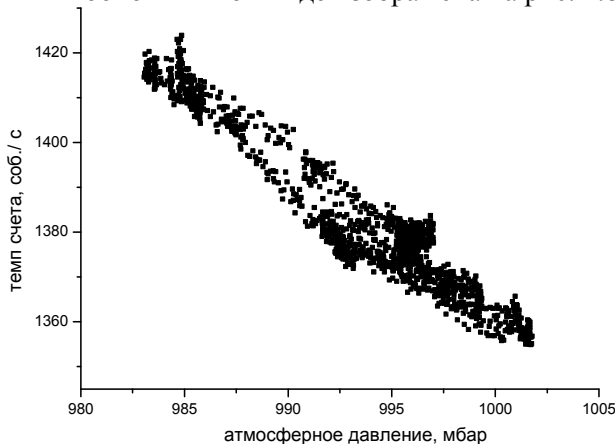


Рис. 4.8. Корреляция темпа счета координатного детектора и атмосферного давления

Для введения поправок на барометрический эффект для мюонных годоскопов необходимо учитывать, что величина барометрического коэффициента зависит от зенитного угла, так как при увеличении зенитного угла возрастает средняя энергия мюона и средний путь, который мюон пролетает от точки генерации. Поэтому необходимо для каждого зенитно-углового интервала определить свой барометрический коэффициент и сделать поправку на барометрический эффект. После построения подобных корреляционных зависимостей для всех зенитных углов вычисляется зенитно-угловая зависимость барометрического коэффициента для каждого супермодуля координатного детектора (рис. 4.9).

Из рисунка видно, что значение барометрического коэффициента растет при увеличении зенитного угла (уменьшается по абсолютной величине). Это является следствием двух факторов. Во-первых, чем больше зенитный угол, тем больше средняя энергия мюонов, а с ростом энергии мюона влияние барометрических поправок уменьшается. Во-вторых, с ростом зенитного угла растет расстояние от точки генерации мюонов до точки наблюдения, что уменьшает степень корреляции потока мюонов и давления непосредственно над установкой.

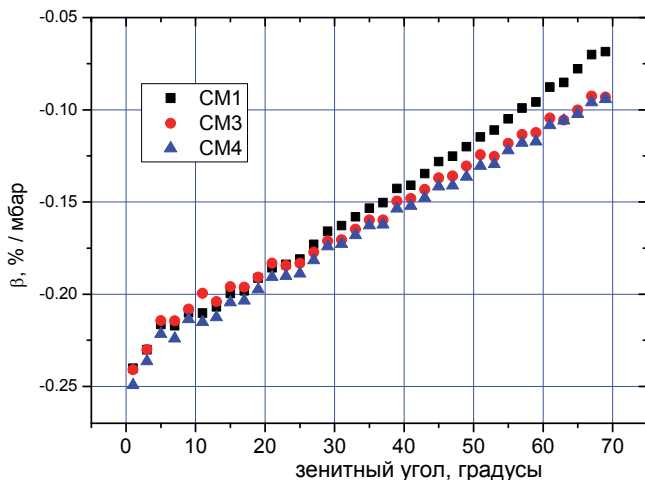


Рис. 4.9. Зависимость барометрического коэффициента от зенитного угла для трех супермодулей координатного детектора

4.3.2. Температурный эффект

Температурный эффект обусловлен изменением температуры по всей высоте атмосферы, и точно учесть температурный эффект введением поправки на приземную температуру невозможно. Для учета температурного эффекта необходимо знать дифференциальные температурные коэффициенты (ДТК), позволяющие вносить поправку в темп счета установки с учетом изменения температуры на всех высотах в атмосфере.

Пусть $N(E_{\text{мин}}, X, \theta)$ – интегральный поток мюонов в точке наблюдения X (в атм) для зенитного угла θ и пороговой энергии $E_{\text{мин}}$. При изменении высотного хода температуры на $\Delta T(h)$ в слое

dh , где h – высота атмосферы в атм (рис. 4.10), поток мюонов изменится на $\Delta N(E_{\text{мин}}, X, \theta)$, и относительное отклонение можно записать в следующем виде:

$$\frac{\Delta N(E_{\text{мин}}, X, \theta)}{N(E_{\text{мин}}, X, \theta)} \cdot 100 \% = \int_0^X W_T(E_{\text{мин}}, X, h, \theta) \Delta T(h) dh, \quad (4.18)$$

где функция $W_T(E_{\text{мин}}, X, h, \theta)$ и есть ДТК, которые показывают, на сколько процентов изменится поток мюонов в точке наблюдения при изменении температуры на высоте h в слое dh на 1 К.

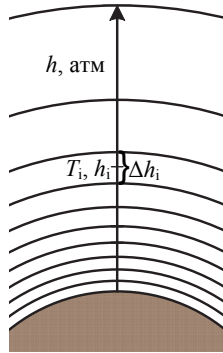


Рис. 4.10. Пояснение к формулам учета температурного эффекта

Если для данного момента времени известно высотное распределение температуры, и также известно "стандартное" значение интегрального темпа счета установки $\bar{N}(E_{\text{мин}}, X, \theta)$ (его можно получить, например, усреднив темп счета за длительный период времени), то можно получить темп счета, скорректированный на температурный эффект:

$$N^{\text{корр}}(E_{\text{мин}}, X, \theta) = N^{\text{экср}}(E_{\text{мин}}, X, \theta) + \Delta N(E_{\text{мин}}, X, \theta), \quad (4.19)$$

$$\Delta N(E_{\text{мин}}, X, \theta) = \frac{\sum_{i=0}^n W_T(E_{\text{мин}}, X, h_i, \theta) \cdot \Delta T_i \cdot \Delta h_i}{100 \%} \cdot \bar{N}(E_{\text{мин}}, X, \theta). \quad (4.20)$$

Провести грубую оценку температурного эффекта можно по темпу счета детектора, усредненному за одни сутки, и по температуре на поверхности Земли, также усредненной за одни сутки. Метод оценки будет таким же, как и для определения параметров барометрического эффекта. Необходимо построить корреляционную зависимость темпа счета детектора,

скорректированного на барометрический эффект, от температуры за выбранный период (рис. 4.11) и определить коэффициент B_T (в отсчетах в единицу времени на $^{\circ}\text{C}$) уравнения фитирующей прямой:

$$I = A_T + B_T \cdot T, \quad (4.21)$$

где I – темп счета детектора, T – температура. Температурный коэффициент оценим по формуле

$$\beta_T = \frac{B_T}{I_0^T} \cdot 100 \%, \quad (4.22)$$

где I_0^T выбирается как средний темп счета детектора, скорректированный на барометрический эффект, за выбранный период измерений, в течение которого конфигурация установки не менялась.

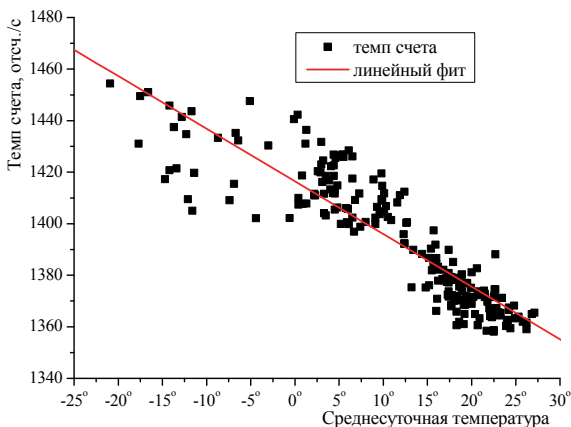


Рис. 4.11. Зависимость суммарного темпа счета супермодулей УРАГАН от приземной температуры

Зная барометрический и температурный коэффициенты, можно провести коррекцию темпа счета мюонного детектора для устранения обоих основных статических атмосферных эффектов. Скорректированные данные на температурный эффект I_i^{CorrT} получаются по следующей формуле (ряд I_i^{Corr} уже включает поправку на барометрический эффект согласно (4.14)):

$$I_i^{CorrT} = I_i^{Corr} - \frac{\beta_T \cdot I_0^T \cdot (T_i - T_0)}{100 \%}, \quad (4.23)$$

где i – номер интервала по времени, T_i – данные по температуре; T_0 – опорная температура.

На рис. 4.12 приведены исходный суммарный темп счета супермодулей УРАГАН, темп счета, скорректированный только на барометрический эффект, и темп счета, скорректированный как на барометрический, так и на температурный эффект. Однако, следует подчеркнуть, что в отличие от барометрической поправки, которую можно вводить, исходя из данных по атмосферному давлению в точке расположения установки, поправка на температурный эффект на основе приземной температуры может быть использована лишь для оценок вариаций потока мюонов на больших временных масштабах. Например, для устранения сезонной вариации интенсивности мюонов. В этом случае усредненная приземная температура с высокой степенью коррелирует с изменениями температуры атмосферы по всей толщине.

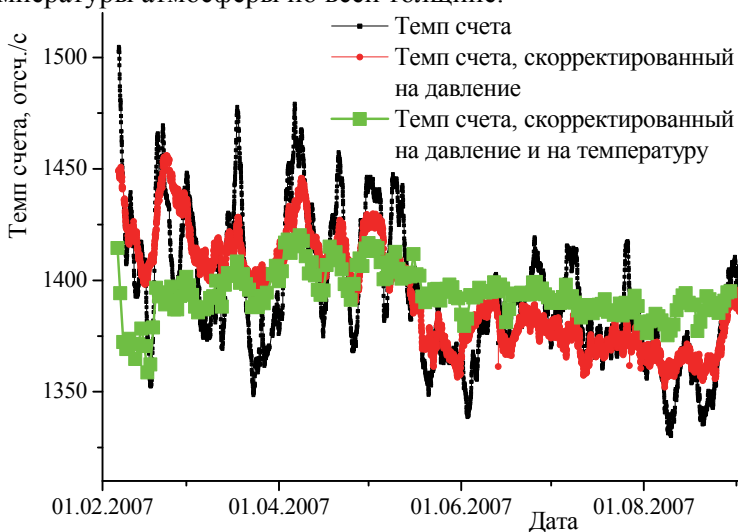


Рис. 4.12. Зависимость суммарного темпа счета супермодулей УРАГАН от времени

4.4. Динамические атмосферные процессы

Атмосферные поправки к интенсивности потока мюонов на поверхности Земли могут испытывать резкие изменения, отражая влияние нестационарных процессов в тропосфере и нижней

стратосфере, которые приводят к вариациям интенсивности потока мюонов в том или ином направлении небесной сферы в течение коротких интервалов времени. Такие процессы вызваны подвижностью и изменчивостью атмосферы, в которой возникают различные локальные и среднemasштабные атмосферные образования, непрерывно меняется система ветров. Рассмотрим причины возникновения основных ветровых систем.

Термическая конвекция. Многие наблюдаемые системы ветров представляют собой обычную термическую конвекцию, вызываемую горизонтальным перепадом температуры. Перепад температуры создает горизонтальный перепад давления. Возникает сила давления в горизонтальном направлении, которая, в свою очередь, вызывает горизонтальное течение газа. В результате формируется стационарное распределение давления и образуется замкнутая конвективная ячейка циркуляции газа. В слое атмосферы, примыкающем к поверхности, давление больше там, где холоднее. Соответственно сила давления в этом слое вызывает течение от холодной области атмосферы к теплой. Выше указанного слоя давление больше там, где теплее, а значит, течение газа происходит от теплой области к холодной.

Механизм термической конвекции формирует ветровые системы, имеющие небольшие горизонтальные размеры (порядка 100 км и меньше). Из них наиболее известны бризы и горно-долинные ветры. Также этот механизм формирует муссоны, которые летом дуют с Индийского и Тихого океанов, а зимой – в противоположном направлении.

Макровихри (циклоны и антициклоны) – гигантские вихревые движения газа в атмосфере. Это хорошо известные циклоны средних и высоких широт с характерным размером ~ 2000 км и тропические циклоны с характерным размером ~ 200 км. Вихревые движения атмосферы вызваны потерей устойчивости потока. Однако потеря устойчивости потока дает лишь "зародыш" циклона. Образовавшись, зародыш живет по своим законам. Циклон сначала усиливается – происходит дальнейшее уменьшение давления в его центре и увеличение скорости ветра, а затем деградирует. Время жизни циклона от возникновения до исчезновения – 3-4 суток. Разгон воздушной массы в усиливающемся циклоне происходит за счет перехода в кинетическую энергию потенциальной и тепловой энергии атмосферы, запасаемой в результате неравномерного

(увеличивающегося от полюсов к экватору) нагревания атмосферы солнцем. Направленная к центру циклона сила давления приводит к тому, что в слое, примыкающем к поверхности, ветер имеет составляющую, направленную туда же. Сила Кориолиса отклоняет движение воздушных потоков вправо в северном полушарии и влево в южном. Поэтому траектории воздушных потоков в указанном слое атмосферы представляют собой сходящиеся к центру циклона спирали (рис. 4.13а). Прохождению циклона обычно соответствует ненастная, ветреная, пасмурная погода, летом прохладная (вследствие облачности), дождливая, зимой большей частью с оттепелями и снегопадами.

Системе циклонов сопутствуют антициклоны – атмосферные вихри огромного (от сотен до нескольких тысяч километров) диаметра с повышенным давлением воздуха в центре (рис. 4.13б). Прохождению антициклона обычно соответствует ясная, безоблачная погода, со слабыми ветрами, летом жаркая, зимой морозная, так как отсутствуют облака, которые предохраняют поверхность Земли от остывания. Система циклонов и антициклонов, находящихся на разных стадиях жизни и двигающихся в зональном потоке с запада на восток, в основном определяет погоду средних и высоких широт.

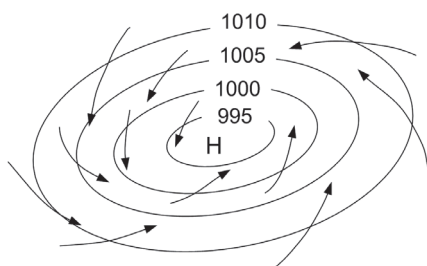


Рис. 4.13а. Схема ветров в циклоне

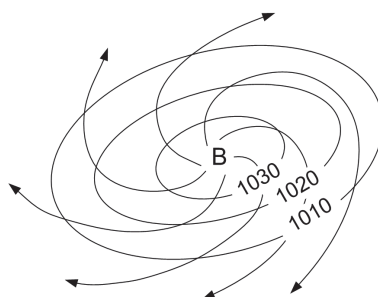


Рис. 4.13б. Схема ветров в антициклоне

Воздушные массы, обладающие различными свойствами, отделяются друг от друга переходными слоями воздуха – атмосферными фронтами. Разность температур двух соседних масс может превышать 10°. Различают теплые и холодные фронты. При теплых атмосферных фронтах холодная воздушная масса отступает, а теплая приходит на ее место.

На границе циклонов и антициклонов часто возникают бури. Буря – очень сильный ветер, приводящий к сильному волнению на море и к разрушениям и опустошениям на суше. Скорость приземного ветра при буре достигает 25 – 28 м/с, а при сильной буре – 29 – 32 м/с. Менее сильный ветер, 17 – 24 м/с, обозначается как шторм и сильный шторм. Более сильный ветер (свыше 32 м/с) обычно называется ураганом.

В средних широтах ураганы и бури случаются редко. Чаще разрушения могут вызвать мощные грозы, сопровождаемые сильным ветром. Гроза представляет собой атмосферное явление, характеризующееся многократными электрическими (искровыми) разрядами между облаком и землей, между отдельными частями облака и между разными облаками. Гроза возникает при наличии мощных кучево-дождевых облаков, развивающихся в результате неустойчивого состояния атмосферы при высокой влажности воздуха. Во время грозы локальные порывы ветра могут достигать до 30 м/с, т.е. до ураганных значений. Такие явления называются шквалами. Грозы бывают:

- *однойчечными*, которые образуются при наличии сильного локального восходящего потока воздуха. Реальные однойчечные грозы сравнительно редки, так как даже самые слабые обычно представляют собой многоячечную структуру. Однойчечные грозы скоротечны, длятся меньше получаса и не вызывают серьезных изменений погоды. Могут сопровождаться градом небольших размеров, непродолжительными, но сильными дождями, а иногда и слабыми смерчами. Такие погодные условия могут наблюдаться на всем пути прохождения грозы. Предсказать развитие такой грозы чрезвычайно трудно. Степень опасности низкая;
- *многоячечными*, которые представляют собой линию гроз с явно выраженным фронтом, имеющим значительные (десятки километров) линейные размеры. Приближающуюся многоячечную линию можно распознать по темной стене облаков, обычно покрывающей горизонт с западной стороны. Линия шквалов приносит резкую смену погоды вблизи поверхности раздела восходящих и нисходящих потоков воздуха на переднем крае грозы. Характеризуются порывистыми ветрами, крупным градом, возможно

образование смерчей. Иногда приводят к наводнениям, случается это в тех случаях, когда линия шквалов замедляет свое поступательное движение или останавливается, и грозы, перемещающиеся параллельно линии, многократно проходят через одну и ту же область;

- *сверхмногоячеечными*, которые отличаются от всех перечисленных своей мощностью, а также наличием сильного вращения восходящих потоков воздуха (мезоциклон). Фланговая линия сверхмногоячеечной грозы ведет себя несколько иначе по сравнению с многоячеечной кластерной грозой, в которой элементы вращения обычно сливаются в основной вращающийся поток воздуха, а затем взрываются по вертикали. Для сверхмногоячеечной грозы характерно разделение ячеек грозы. Как следствие, фланговые потоки воздуха поддерживают центральный поток, а не противодействуют ему. Это достаточно редкий тип гроз, вместе с тем он наиболее опасен из-за того, что приносит наибольшие бедствия. Характеризуется сильными дождями, крупным градом, возможны наводнения, торнадо.

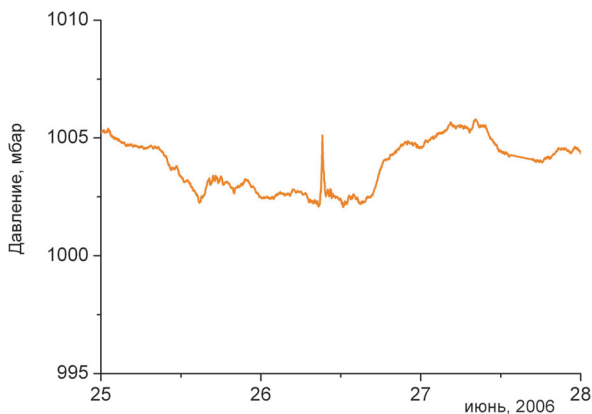


Рис. 4.14. Пример повышения давления во время грозы ("грозового носа")

Основным источником модуляций потока мюонов во время грозовых возмущений является характерное резкое изменение давления в момент прихода грозового облака – так называемый "грозового носа" (рис. 4.14). Из-за барометрического эффекта такое

изменение давления вызывает уменьшение потока мюонов. Однако следует понимать, что во время динамического процесса барометрический коэффициент может значительно отличаться от случая плавного изменения давления.

Контрольные вопросы и задания

1. Состав и строение атмосферы.
2. Основные модели атмосферы.
3. Образование мюонов и прохождение мюонов через атмосферу.
4. Барометрический эффект.
5. Температурный эффект.
6. Почему необходим новый метод контроля состояния атмосферы?
7. Что такое циклоны и антициклоны? Причины их образования.
8. Чем опасны грозы? Типы гроз. Что такое “грозовой нос”?
9. Мюонная диагностика волновых процессов: принцип.

Лабораторная работа № 7.

Изучение барометрического эффекта в потоке мюонов

Цель работы: определить барометрический коэффициент для интенсивности мюонов на поверхности Земли по данным мюонного годоскопа.

Введение

Барометрический эффект – зависимость интенсивности регистрируемого потока космических лучей (КЛ) от давления в точке наблюдения. С повышением давления интенсивность КЛ понижается, что объясняется поглощением КЛ в атмосфере, масса которой над местом наблюдения меняется в соответствии с изменением давления.

Для расчета барометрического коэффициента необходимо построить корреляционную зависимость темпа счета от давления за

выбранный период. Далее методом линейной регрессии определяется коэффициент B уравнения фитирующей прямой

$$I = A + BP. \quad (л.7.1)$$

Барометрический коэффициент связан с параметром B следующим образом:

$$\beta = \frac{B}{I_0} \cdot 100 \%. \quad (л.7.2)$$

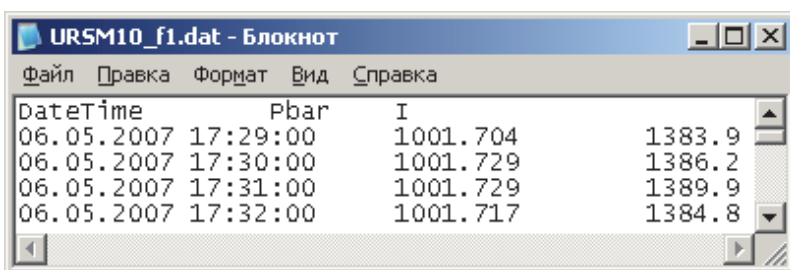
Величина I_0 выбирается как средний темп счета под заданным зенитным углом за период наблюдений.

Зная барометрический коэффициент β и значение константы I_0 , можно внести поправку на барометрический эффект в данные темпа счета событий, т.е. избавиться от изменений темпа счета, вызванных изменением давления. Скорректированные данные можно получить по формуле

$$I_{P_0} = I - \beta(P - P_0)I_0 \cdot 100 \%. \quad (л.7.3)$$

Этапы выполнения работы

Этап 1. Написать программу и считать специальный файл с данными, который готовит руководитель занятия. Файл представляет собой данные УРАГАН за небольшой промежуток времени, записанные в ASCII кодах (простой текст) и включающие время, атмосферное давление в миллибарах и темп счета одного из супермодулей мюонного годоскопа в мюонах в секунду (рис. л.7.1).



DateTime	Pbar	I
06.05.2007 17:29:00	1001.704	1383.9
06.05.2007 17:30:00	1001.729	1386.2
06.05.2007 17:31:00	1001.729	1389.9
06.05.2007 17:32:00	1001.717	1384.8

Рис. л.7.1. Вид файла с данными СМ УРАГАН

Этап 2. Построить график зависимости темпа счета и давления от времени. При анализе данных нельзя использовать точки, в которых были сбои при работе установки. Поэтому необходимо

найти номера выпавших точек и удалить их из рабочего листа. Номера и время устраненных точек необходимо записать в отдельной таблице.

Этап 3. После чистки данных построить зависимость темпа счета от давления. Провести фитирование прямой линией и определить значение коэффициента B . Определить средние значения давления P_0 и темпа счета I_0 . По формуле (л.7.2) рассчитать значение барометрического коэффициента. Заполнить таблицу (табл. л.7.1).

Таблица л.7.1

Барометрические коэффициенты

P_0	
I_0	
B	
β	

Этап 4. Построить график зависимости темпа счета от времени. По формуле (л.7.3) вычислить скорректированный темп счета и нанести на этот же график.

Этап 5. Написать отчет о лабораторной работе, который должен содержать все полученные результаты.

Этап 6. Заключение

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Оценка _____ Подпись руководителя _____

Лабораторная работа № 8.

Изучение температурного эффекта в потоке мюонов

Цель работы: определить температурный коэффициент для вариаций потока мюонов на поверхности Земли по данным мюонного годоскопа.

Введение

Температурный эффект обусловлен изменением температуры по всей высоте атмосферы. Поправка на температурный эффект на основе приземной температуры может быть использована лишь для оценок вариаций потока мюонов на больших временных масштабах, например, для компенсации сезонной вариации интенсивности мюонов. В этом случае усредненная приземная температура с высокой степенью коррелирует с изменениями температуры атмосферы по всей высоте.

Поэтому грубую оценку температурного эффекта можно провести по темпу счета детектора, усредненному за одни сутки, и по температуре на поверхности Земли, также усредненной за одни сутки. Метод оценки будет таким же, как и для определения параметров барометрического эффекта. Необходимо построить корреляционную зависимость темпа счета детектора, скорректированного на барометрический эффект, от температуры за выбранный период и определить коэффициент B_T (в отчетах в единицу времени на °C) уравнения фитирующей прямой:

$$I = A_T + B_T \cdot T, \quad (\text{л.8.1})$$

где I – темп счета детектора, T – температура.

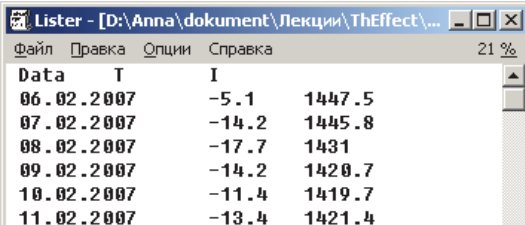
Температурный коэффициент оценим по формуле

$$\beta_T = \frac{B_T}{I_0^T} \cdot 100 \%, \quad (\text{л.8.2})$$

где I_0^T выбирается как средний темп счета детектора, скорректированный на барометрический эффект, за выбранный период измерений, в течение которого конфигурация установки не менялась.

Этапы выполнения работы

Этап 1. Написать программу и считать специальный файл с данными, который готовит руководитель занятия. Файл представляет собой данные УРАГАН за несколько месяцев, записанные в ASCII кодах (простой текст) и включающие дату, усредненную за сутки приземную температуру в °C и усредненный за сутки темп счета одного из супермодулей мюонного годоскопа (в мюонах в секунду) (рис. л.8.1).



The screenshot shows a text editor window titled "Lister - [D:\Anna\dokument\Лекции\ThEffect\...". The window contains a table with three columns: "Data", "T", and "I". The data is as follows:

Data	T	I
06.02.2007	-5.1	1447.5
07.02.2007	-14.2	1445.8
08.02.2007	-17.7	1431
09.02.2007	-14.2	1420.7
10.02.2007	-11.4	1419.7
11.02.2007	-13.4	1421.4

Рис. л.8.1. Вид файлов с данными СМ УРАГАН

Этап 2. Построить график зависимости темпа счета и температуры от времени. При анализе данных нельзя использовать точки, в которых были сбои при работе установки. Поэтому необходимо найти номера выпавших точек и удалить их из рабочего листа. Номера и время устранившихся точек необходимо записать в отдельной таблице.

Этап 3. После чистки данных построить зависимость темпа счета от температуры. Провести фитирование прямой линией и определить значение коэффициента B_T . Определить средние значения давления T_0 и темпа счета I_0^T .

Этап 4. По формуле (л.8.2) рассчитать значение температурного коэффициента. Построить график зависимости темпа счета от времени, на этот же график нанести скорректированный темп счета. Заполнить таблицу (табл. л.8.1).

Температурные коэффициенты

T_0	
I_0^T	
B_T	
β_T	

Этап 5. Написать отчет о лабораторной работе, который должен содержать все полученные результаты.

Этап 6. Заключение

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Оценка _____ Подпись руководителя _____

Лабораторная работа № 9.**Вариации потока мюонов во время грозовых процессов**

Цель работы: исследовать изменение интенсивности потока мюонов на поверхности Земли во время сильных гроз, выявить закономерности этого эффекта.

Введение

Интенсивность потока мюонов в значительной степени определяется атмосферными условиями, в первую очередь, температурным высотным разрезом атмосферы и атмосферным давлением на уровне наблюдения. Кроме стационарных атмосферных условий интенсивность потока мюонов может модулироваться вследствие мощных нестационарных процессов в

атмосфере. Такие процессы, например, могут быть связаны с развитием грозных очагов, которые являются источниками сильной атмосферной турбулентности и возмущений волнового типа.

Этапы выполнения работы

Этап 1. Открыть файл с данными мюонного годоскопа. Построить график зависимости давления от времени. На графике нужно найти “грозовой нос” и определить момент его начала (номер строки N_1), максимума и примерный момент окончания (номер строки N_2). Построить отдельный график зависимости темпа счета мюонов от времени и убедиться, что поток мюонов отреагировал на резкое изменение давления.

Этап 2. На этом этапе основной задачей является разработка программы для анализа данных. Программа должна считывать файл с данными УРАГАН в формате, изображенном на рис. л.9.1, причем информация о дне, месяце, годе, часах, минутах, давлении и темпе счета должна записываться в отдельные массивы. Длину массивов можно выбрать равной 2000 ячеек.

Date	Pressure	Imuons
01.08.2007 00:00		994.609 1431.9
01.08.2007 00:01		994.632 1440.4
01.08.2007 00:02		994.629 1430.1
01.08.2007 00:03		994.658 1436.7
01.08.2007 00:04		994.684 1435.7

Рис. л.9.1. Вид файла с данными УРАГАН

После чтения необходимо определить среднее давление и темп счета мюонов за промежуток от начала файла до начала “грозного носа” по формулам:

$$\langle p \rangle = \frac{\sum_i^{M_1-1} p_i}{N_1 - 1}, \quad (\text{л.9.1})$$

$$\langle n \rangle = \frac{\sum_i^{N_1-1} n_i}{N_1 - 1}. \quad (\text{л.9.2})$$

Здесь p_i и n_i – давление и темп счета мюонов за i -ую минуту, а число минут от начала файла до начала “грозового носа” – $N_1 - 1$.

Этап 3. Оценить масштаб изменения давления и реакции потока мюонов на это изменение. Для этого используются формулы для среднеквадратичных отклонений давления и темпа счета мюонов за время “грозового носа”:

$$\sigma_p = \sqrt{\frac{1}{N_2 - N_1} \sum_{i=N_1}^{N_2} (p_i - \langle p \rangle)^2}, \quad (\text{л.9.3})$$

$$\sigma_n = \sqrt{\frac{1}{N_2 - N_1} \sum_{i=N_1}^{N_2} (n_i - \langle n \rangle)^2}. \quad (\text{л.9.4})$$

Здесь суммирование идет только по минутам во время развития “грозового носа”: N_1 – момент начала “грозового носа”, N_2 – момент его окончания, $(N_2 - N_1 + 1)$ – количество минут в “грозовом носу”.

Этап 4. Получить оценку барометрического коэффициента во время грозы из сравнения среднеквадратичных отклонений темпа счета мюонов и давления. Так как барометрический коэффициент измеряется в процентах, то σ_n необходимо разделить на среднее значение темпа счета и умножить на 100 %:

$$\beta_{\text{гроз}} = \frac{\sigma_n}{\langle n \rangle \sigma_p} \cdot 100 \%. \quad (\text{л.9.5})$$

Этап 5. Написать отчет о лабораторной работе, который должен содержать все полученные результаты.

Этап 6. Заключение

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Оценка _____ Подпись руководителя _____

Лабораторная работа № 10.

Изучение анизотропии потока мюонов во время гроз

Цель работы: изучить анизотропию зенитно-углового распределения мюонов на поверхности Земли во время гроз над Московским регионом поверхности Земли в зависимости от зенитного угла прихода частиц.

Введение

Принцип мюонной диагностики основан на анализе динамики изменения картины углового распределения потока мюонов на поверхности Земли при возникновении какого-либо изменения плотности воздуха в объеме атмосферы, просвечиваемого этим потоком, либо изменения высоты генерации (температурный эффект). Мюоны рождаются в результате взаимодействия первичных космических лучей с ядрами атомов атмосферы на высотах 15 - 20 км и практически сохраняют направление родительских частиц, угловые вариации потока мюонов в точке наблюдения могут свидетельствовать об изменениях потока первичных космических лучей, связанных с развитием некоторых процессов в гелиосфере.

Экспериментальные данные, получаемые на супермодуле установки УРАГАН, оборудованном многоканальным измерительным комплексом, представляют собой двоичные файлы, содержащие информацию о ста одноминутных кадрах, которые

формирует управляющая программа в ходе работы установки. Кадры сохраняются в базе в упорядоченном по наборам виде. Каждый набор содержит не более 7200 кадров и находится в отдельной директории с названием, которое содержит номер набора. Внутри этой директории кадры сгруппированы по 100 кадров в отдельные файлы. Название файла содержит номер очередной сотни номеров находящихся в нём кадров и номер набора. Переход на формирование структуры базы по дате и времени создания кадров не составляет труда, также не составляет труда перевести базу из представления по наборам в представление по дате и времени. Выбор формата матриц направления, которые заполняются во время экспозиции кадра, определяется выбором метода обработки. Угловое распределение потока частиц, ради измерения которого и была создана установка УРАГАН, можно набирать в разном виде. Входными данными для этого являются угловые параметры реконструированного трека частицы. Для формирования матриц направлений управляющая программа использует лабораторную систему координат и локальную систему координат супермодуля. Локальная система координат (рис. л.10.1) используется при реконструкции треков частиц, так как она не зависит от расположения супермодуля в пространстве.

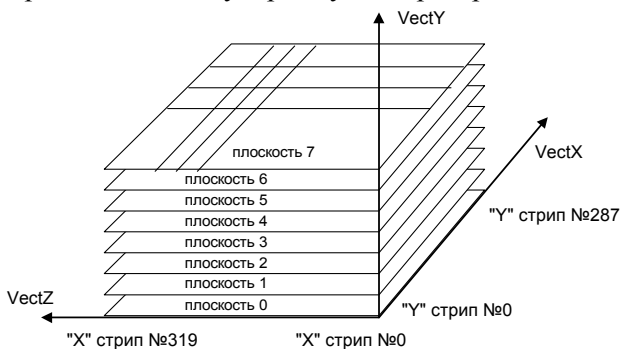


Рис. л.10.1. Локальная система координат супермодуля

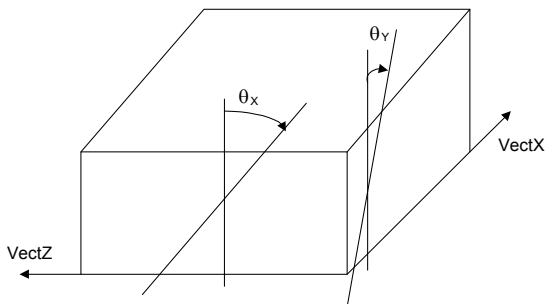


Рис. л.10.2. Проекционные углы θ_x , θ_y реконструированного трека

Каждая одноминутная матрица представляет собой угловое распределение зарегистрированных годоскопом мюонов, треки которых попали в течение одной минуты в апертуру детектора. Если по каким-либо причинам угловое распределение мюонов искажается, это изменение отразится в распределении значений двумерной матрицы. Такое изменение удобно характеризовать анизотропией.

Вектор локальной анизотропии

Для изучения вариаций мюонов был использован анализ изменения пространственной структуры углового распределения мюонов, получаемого по последовательности одноминутных матриц. Интенсивность потока мюонов в общем случае зависит как от азимутального угла, так и от зенитного угла, причем эта зависимость может меняться со временем. Скалярной характеристикой потока в интервале времени Δt является сумма событий, а векторной характеристикой может служить вектор – сумма единичных векторов, каждый из которых имеет направление, полученное при реконструкции трека отдельного события. Вектор \vec{A} (вектор анизотропии) указывает среднее направление с наибольшей интенсивностью потока мюонов (рис. л.10.3). Так как мы имеем дело с данными, представленными в виде матрицы $M[\theta, \varphi]$, а не отдельными событиями, то за направление векторов будем принимать середины угловых ячеек матриц. В этом случае проекции вектора анизотропии потока будут иметь вид: \vec{A}

$$\begin{aligned}
 A_X(t) &= \frac{1}{N(t)} \sum_{\theta} \sum_{\varphi} M(\theta, \varphi, t) \cos \varphi \sin \theta \\
 A_Y(t) &= \frac{1}{N(t)} \sum_{\theta} \sum_{\varphi} M(\theta, \varphi, t) \sin \varphi \sin \theta \\
 A_Z(t) &= \frac{1}{N(t)} \sum_{\theta} \sum_{\varphi} M(\theta, \varphi, t) \cos \theta
 \end{aligned}
 \tag{л.10.1}$$

с условием нормировки

$$N(t) = \sum_{\theta} \sum_{\varphi} M(\theta, \varphi, t) .
 \tag{л.10.2}$$

Здесь: t – время, которому соответствует интервал времени набора матрицы; θ, φ – середины ячеек угловой матрицы; $N(t)$ – полное число событий в используемом для подсчёта диапазоне углов. Суммирование проводится по всем азимутальным углам, а по зенитным – от нуля до некоторого максимального значения, зависящего от апертуры детектора.

Зенитное и азимутальное направление вектора можно найти по формулам:

$$\begin{aligned}
 \varphi_A &= \arctan \left(\frac{A_Y}{A_X} \right), \\
 \theta_A &= \arccos \left(\frac{A_Z}{A} \right).
 \end{aligned}
 \tag{л.10.3}$$

Длина вектора: $A = \sqrt{A_X^2 + A_Y^2 + A_Z^2}$ зависит от формы углового распределения потока и диапазона используемых для вычисления углов.

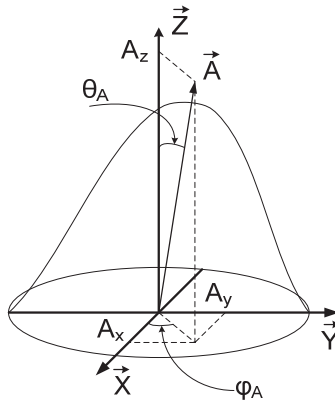


Рис. л.10.3. Вектор локальной анизотропии

Направление вектора анизотропии, естественно, очень близко к вертикальному. Поэтому для исследования отклонений от среднего направления вектора анизотропии удобно использовать вектор относительной анизотропии \vec{r} – это трехмерный вектор, представляющий собой разницу между средним вектором анизотропии $\langle \vec{A} \rangle$, вычисленным по векторам анизотропии за длительный промежуток времени, и текущим вектором \vec{A} :

$$\vec{r} = \vec{A} - \langle \vec{A} \rangle. \quad (\text{л.10.4})$$

Длина, зенитное и азимутальное направления вектора относительной анизотропии вычисляются аналогично вектору локальной анизотропии. Особый интерес представляет длина горизонтальной проекции вектора \vec{r} . Эта длина характеризует величину “бокового” воздействия на угловое распределение потока мюонов. Обозначим её как r_h :

$$r_h = \sqrt{r_X^2 + r_Y^2}. \quad (\text{л.10.5})$$

На рис. л.10.4 также приведены зависимости модуля вектора относительной анизотропии и горизонтальной его проекции, полученные по данным УРАГАН во время грозы 26 июля 2009 года. На рисунке зависимость атмосферного давления показана синей кривой. Момент грозы хорошо идентифицируется по «грозовому носу». Видно, что искажение «мюонного колокола» началось примерно за 1 час до момента прохождения грозы. Таким

образом, изучение анизотропии двумерных матриц потока мюонов является эффективным инструментом изучения атмосферных явлений локального характера.

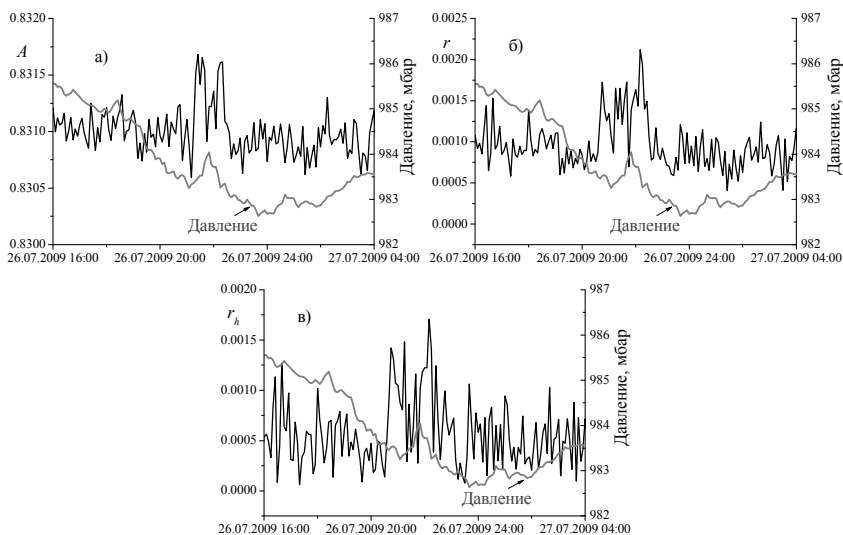


Рис. л.10.4. Вариации модуля вектора локальной анизотропии (черный цвет) и ход давления (серый цвет) во время грозы 26 июля 2009 года (а); (б) – поведение вектора относительной анизотропии; (г) – горизонтальная проекция вектора относительной анизотропии

Этапы выполнения работы

Этап 1. Пройти инструктаж по выполнению лабораторной работы.

Этап 2. Написать программу и считать специальный файл с данными, который готовит руководитель занятий. Данный файл представляет собой последовательность минутных кадров $M(\theta, \varphi)$, зарегистрированных мюонным годоскопом в течение одной из гроз, записанных в ASCII кодах и включающие время, атмосферное давление в миллибарах.

Нарисовать графики этих зависимостей для обоих фотодетекторов. Выбрать рабочее напряжение счетчиков примерно в середине плато счетной характеристики. Распечатать графики.

Этап 3. Рассчитать по формулам с помощью написанной программы значения $|\vec{A}|$, $|\vec{r}|$, r_h

Этап 4. Построить графики зависимости полученных величин от времени. На каждом из графиков также построить временную зависимость атмосферного давления.

Этап 5. Рассчитать разницу во времени проявления эффекта с началом грозы.

Этап 6. Написать отчет о лабораторной работе, который должен содержать все полученные результаты.

Этап 7. Заключение

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Оценка _____ Подпись руководителя _____

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белов А.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ., 2001, т. 65, № 3, с. 373.
2. Neutron monitor database: <http://www.nmdb.eu/>.
3. Борог В.В. Основы мюонной диагностики: Учебное пособие. М.: МИФИ, 2008 – 160 с.
4. Barbashina N.S. et al. // 31st ICRC. Lodz. Poland. 2009. Section SH.2.6. ID 887.
5. Яковлева Е.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 3. С. 375.
6. Дорман Л.И. Вариации космических лучей и исследования космоса. М.: Изд. АН СССР. 1963 – 1028 с.
7. Барбашина Н.С., Дмитриева А.Н., Компаниец К.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т.73. № 3. С. 360.
8. Мурзин В.С. Введение в физику космических лучей. М.: МГУ, 1988.
9. Сборник трудов БМШ ЭТФ, 2000. Нальчик: КБГУ, 2000.
10. Сборник трудов БМШ ЭТФ 2007. М.: МИФИ, 2008.
11. Дорман Л.И. Метеорологические эффекты космических лучей. М.: Наука, 1972.
12. Акасофу С.И., Чепмен С. Солнечно-земная физика. М.: Мир, 1975.

МЮОННАЯ ДИАГНОСТИКА МАГНИТОСФЕРЫ И
АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

Издание второе, исправленное и дополненное

Редактор Т.В. Волвенкова

Подписано в печать 22.12.2014. Формат 60×84 1/16
Объем 8,25 п.л. Уч.-изд. л. 8,25. Тираж 120 экз.
Изд. № 012-1. Заказ № 208.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».
Типография НИЯУ МИФИ.
115409, Москва, Каширское ш., 31