Федеральное агентство по образованию

Московский инженерно-физический институт
(государственный университет)

В.В. Борог

ОСНОВЫ МЮОННОЙ ДИАГНОСТИКИ

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

Москва 2008

УДК 524.1(075)
ББК 22.38.я7
Б83

Борог В.В. **Основы мюонной диагностики**: Учебное пособие. М.: МИФИ, 2008 – 160 с.

В пособии рассмотрен круг вопросов, связанных с изучением ряда динамических явлений на Солнце, в гелиосфере, магнитосфере и атмосфере Земли. Предложен новый метод мюонной диагностики, который позволяет качественно улучшить дистанционный мониторинг высокоэнергетичных процессов с помощью проникающего природного космического излучения. Апробация метода проведена в серии экспериментов с помощью приборов нового типа – широкоапертурных наземных мюонных годоскопов ТЕМП и УРАГАН, впервые созданных в МИФИ. Рассмотрены перспективы фундаментальных и прикладных исследований с применением метода мюонной диагностики.

Предназначено для студентов, специализирующихся в области ядерной и солнечно-земной физики, космической погоды и глобального ядерно-физического мониторинга.

Пособие подготовлено в рамках
Инновационной образовательной программы.

Рецензент канд. физ.-мат. наук В.Г.Янке (ИЗМИРАН)

ISBN 978-5-7262-1037-7

© Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 2008

Редактор Н.В.Егорова

Подписано в печать 25.11.2008 Формат 60×84 1/16
Печ. л. 10,0 Уч.-изд. л. 10,0 Тираж 150 экз.
Изд. № 4/60 Заказ № _____

Московский инженерно-физический институт
(государственный университет)
115409, Москва, Каширское шоссе, 31

Типография издательства «Тровант»
г. Троицк Московской области

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ 5

I. МЮОНЫ НА УРОВНЕ ЗЕМЛИ И ГОДОСКОПИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА ДЛЯ ИХ РЕГИСТРАЦИИ

1.1. Обоснование метода мюонной диагностики 11
1.2. Генерация мюонов в атмосфере 13
1.3. Мюонный годоскоп ТЕМП 19
1.4. Система сбора и накопления данных 26
1.5. Эффективность работы в режиме реального времени 29
1.6. Модульный годоскоп УРАГАН 34

II. МЕТОДИКА АНАЛИЗА ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ

2.1. Вычисление полиномиального тренда 42
2.2. Оконное преобразование Фурье 47
2.3. Вейвлет-анализ 50
2.4. Сингулярно-спектральный анализ 52
2.5. Анализ синхронных временных рядов 56
2.6. Особенности анализа пространственных вариаций КЛ ... 58

III. СОЛНЕЧНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

3.1. Распространение СКЛ в межпланетном поле 64
3.2. Регистрация СКЛ в интегральном потоке мюонов 68
3.3. Регистрация СКЛ по матричным данным 72
3.4. Регистрация потока СКЛ в «мюонном свете» 76

IV. ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ОКОЛОЗЕМНОМ КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

4.1. Идентификация корональных выбросов вещества 82
4.2. Отдаленная регистрация КВВ по матричным данным годоскопов 88
4.3. Методика наблюдения тени Луны в потоке ГКЛ умеренных энергий 94
4.4. Регистрация «тени» Луны в мюоном годоскопе 100

V. ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

5.1. Метеоэффекты и метод мюонной диагностики 105
5.2. Оценка вариаций потока мюонов..... 110
5.3. Изучение ВГВ от грозовой активности 113
5.4. Предикторы высокоэнергетичных волновых процессов 121
5.5. Оценка вариаций температуры по интегральному потоку мюонов 124

VI. ПЕРСПЕКТИВЫ МЮОННОЙ ДИАГНОСТИКИ

6.1. Изучение нейтронов СКЛ высокой энергии 130
6.2. Солнце–мишень космического ускорителя..... 134
6.3. Космическая погода и мюонная диагностика 140
6.4. Диагностика неоднородностей толстых поглотителей .. 143
6.5. Идентификация компактных скрытых грузов плотных веществ..... 151

ЗАКЛЮЧЕНИЕ 157

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ..... 158

ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи галактического (ГКЛ) и солнечного (СКЛ) происхождения на протяжении десятков лет успешно используются в качестве зонда, который несет информацию как о физических явлениях в самих источниках излучения космической радиации, так и о процессах в среде, через которую они проникают. Особая роль отводится высокоэнергичным протонам, составляющим основную долю КЛ, попадающих на Землю. При этом изменение интенсивности протонов СКЛ связано с высокоэнергичной импульсной активностью Солнца, а короткопериодные вариации и анизотропия ГКЛ в основном указывают на динамическое состояние межпланетного магнитного поля.

Попадая в атмосферу Земли, протоны КЛ на высотах 10–20 км рождают пионы, например в реакции перезарядки:

$$p + N \to \pi^+ + n + N + ...$$

где, N – нуклон атома вещества воздуха. При высоких энергиях происходят процессы множественной генерации ядерноактивных частиц. Вторичные пионы и нуклоны, проходя вглубь атмосферы, рождают следующие поколения частиц, образуя широкий атмосферный ливень (ШАЛ). Пион имеет малое время жизни и может распадаться практически в точке своего рождения с образованием проникающих частиц мюонов и нейтрино: $\pi^+ \to \mu^+ + \nu$. В цепочке таких превращений поток ядерноактивных частиц и мюонов сохраняют вариации потока первичных протонов, которые регистрируются наземными установками.

Вторичный поток мюонов обладает большей информативностью по сравнению с ядерноактивной компонентой на поверхности Земли. При высокой энергии ($E > 10$ ГэВ) все три поколения частиц (протоны, пионы и мюоны $p \to \pi \to \mu$) практически лежат на одной траектории, что позволяет восстанавливать пространственно-временные характеристики первичного потока КЛ. В этом смысле регистрация мюонов для диагностических целей даже более предпочтительна, чем регистрация вторичных ядерноактивных частиц (пионов и нейтронов).

Таким образом, пространственно-временные характеристики потока мюонов, регистрируемого на поверхности Земли, являются эффективным индикатором, данным самой природой, для дистанционного изучения динамики различных процессов в окружающей среде, включающей Солнце, гелиосферу, магнитосферу и атмосферу Земли.

На протяжении полувека большой круг явлений солнечно-земной физики изучается с помощью разветвленной сети автономных нейтронных мониторов, которые регистрируют ядерноактивную компоненту КЛ. Исследован ряд важных закономерностей по физике Солнца, вариациям КЛ, связанным с крупномасштабными возмущениями в гелиосфере, различными эффектами в магнитосфере и атмосфере Земли. В настоящее время мировая сеть нейтронных мониторов (НМ) состоит из более 40 установок, расположенных в разных точках земного шара. Среди НМ преобладают детекторы нейтронов типа NM-64, объединяющие пропорциональные крупногабаритные счетчики BF_3, окруженные свинцовым поглотителем и полиэтиленовым замедлителем. В свинцовой наружной оболочке ядерноактивные частицы рождают нейтроны, которые замедляются в полиэтилене и затем взаимодействуют в газе BF_3. Детекторы типа НМ являются установками для измерения интегрального потока КЛ с относительно узкой угловой апертурой, которая «обрезается» по экспоненциальному закону сильным поглощением ядерноактивных частиц в атмосфере при увеличении зенитного угла. Например, при угле около 60° интенсивность ядерной компоненты на уровне Земли убывает в 10^3 раз, в то время как мюонная компонента при этих углах уменьшается лишь в 2 раза. Данные нейтронных мониторов относятся в основном к потоку первичных КЛ с невысокой средней энергией (1–30 ГэВ). Малая энергия соответствует измерениям в области магнитных полюсов, большая энергия – для при–экваториальных районов, где величина магнитного поля значительно выше.

Для регистрации мюонной компоненты используются мюонные телескопы. Число действующих в мире мюонных телескопов (МТ) значительно меньше. Традиционно МТ выполняются из крупногабаритных счетчиков. Это – газоразрядные счетчики, пропорциональные камеры, объединенные в большие секции, либо

крупногабаритные пластические сцинтилляторы с характерными размерами порядка 1×1 м^2. Как правило, МТ собраны в два ряда счетчиков с мозаичной структурой, прослоенных свинцовым фильтром толщиной 5–10 см для поглощения мягкой компоненты КЛ, и работают в режиме двукратных совпадений срабатывания разных комбинаций верхних и нижних счетчиков. Такая структура детекторов позволяет выделить в пространстве несколько направлений: от 4 до 20 с угловым разрешением 20–30 градусов. Характерные размеры МТ колеблются в пределах 4–36 м^2. В настоящее время также работают детекторы-сэндвичи на основе компактного объединения двухрядного полистирольного сцинтилляционного МТ (совместно выполняющего роль замедлителя нейтронов) с размещенным внутри НМ. Их характерные размеры невелики (1–4 м^2) при достаточно низком угловом разрешении. Действующие мюонные телескопы дают информацию, которая соответствует ГКЛ со средней энергией около 50 ГэВ для вертикального направления, и позволяют детальнее изучать их вариации.

В последние годы запущенно на регистрацию еще две модификации мюонных телескопов с достаточно высокой грануляцией. Одна установка (в Японии) выполнена из крупных пропорциональных газовых камер круглого сечения диаметром 10 см, сгруппированных в две координатные пары (x, y)-слоев площадью по 4×4 м^2 с угловым разрешением $\pm 7°$. Другая комплексная установка (в Индии), предназначенная изначально для изучения ШАЛ, состоит из 16 отдельных четырехрядных детекторов, площадью по 6×6 м^2. Каждый детектор представляет собой две пары (x, y)-плоскостей. Отдельные газовые счетчики имеют поперечный размер в виде квадрата размером 10×10 см^2, что обеспечивает угловое разрешение $\pm 8°$.

В этих установках круглые и квадратные пропорциональные камеры, сложенные в виде детектирующих плоскостей, имеют внутри апертуры много зон пониженной эффективности на границах вдоль каждого счетчика, обусловленных плохим собиранием электронов из отдаленных (от центральной нити) участков крупногабаритных камер и щелевыми зазорами между ними. Таким образом, даже улучшенные конструкции мюонных телескопов имеют угловое разрешение ниже 10 градусов.

Для анализа результатов по вариациям КЛ, особенно в проблеме мониторинга высокоэнергетичных солнечных возмущений, используются данные детекторов различного типа – как НМ, так и МТ. Обсуждаются проекты объединения всех детекторов в единую мировую сеть, в которой Земля будет представлять собой квазисферический распределенный детектор КЛ – «Космический корабль», среди неспокойного галактического «моря» космического излучения.

В настоящее время большое внимание во всем мире уделяется проблеме мониторинга окружающей среды. Техногенная деятельность человечества стала настолько масштабной и высокотехнологичной, что солнечная активность может приводить к сбою в функционировании аппаратуры разного назначения: глобальных навигационных систем, спутников и ряда других высокочувствительных полетных и наземных комплексов, а также протяженных силовых электросетей, металлических трубопроводов и т.п. С дальнейшим развитием техники, освоением высотных межконтинентальных околоземных полетов, планированием межпланетных полетов на Луну и Марс радиационная роль мощной импульсной солнечной активности будет оказывать все большее влияние на проблему обеспечения работоспособности аппаратуры и здоровья людей в условиях кратковременного всплеска радиации.

Задача своевременного оповещения о проявлении солнечной активности в околоземном космическом пространстве в этих условиях становится более чем актуальной. Одним из наиболее опасных процессов по мощности воздействия на Землю является излучение из короны Солнца замагниченных сгустков плазмы большой массы. Это явление называется Корональным Выбросом Вещества (кратко КВВ, по-английски Coronal Mass Ejection, или CME). Масса плазмы может превышать более 10^9 т, а запасенная электромагнитная энергия ~ 10^{32} эрг, что эквивалентно миллионам мощных атомных бомб. Образовавшийся сгусток плазмы распространяется в межпланетном пространстве со скоростью 400–1000 км/с и может достигнуть орбиты Земли (1 а.е.) через 1–3 суток. По мере удаления от Солнца линейные размеры КВВ возрастают, а концентрация энергии уменьшается. На расстоянии 1 а.е. объем КВВ на много порядков превышает характерные размеры магнитосферы

Земли. Поэтому магнитное поле Земли в целом чувствует энергетические «удары» КВВ. О негативных последствиях подобных взаимодействий упоминалось выше.

Прямая информация о приближении фронта КВВ к орбите Земли появляется приблизительно за 1 ч от единственного американского спутника ACE, расположенного в гелиостационарной точке Лагранжа, на расстоянии 1,5 млн км от Земли (0,01 а.е. по линии Солнце–Земля). В этой точке силы притяжения скомпенсированы, и спутник находится в равновесном положении. Различные датчики (магнитного поля, концентрации частиц плазмы и т.п.), размещенные на спутнике, передают информацию в режиме реального времени. Недостатком таких измерений является локальность мониторирования и слишком малый интервал времени оповещения о приходе фронта КВВ на Землю. Данные одного спутника не дают представления о распределении энергии перемещающегося КВВ в пространстве. Невозможно определить, где сосредоточено максимальное возмущение магнитного поля, попадает ли Земля в центр возмущения или магнитное облако проходит стороной.

В разных странах разрабатываются проекты ряда сложных стереоскопических систем спутников для более раннего обнаружения сгустка КВВ и прослеживания траектории его распространения. Важна прогностическая направленность идентификации перемещения КВВ: оценка возможности попадания Земли в «эпицентр» – область максимального возмущения магнитного поля.

Детекторы типа НМ и МТ до сих пор остаются наиболее распространенными наземными космофизическими установками, которые продолжают постоянно модифицироваться и совершенствоваться. Однако они имеют принципиальный недостаток – низкое угловое разрешение, что ограничивает круг задач, связанных с исследованием структуры и динамики процессов и явлений в окружающей среде.

Эту трудность можно преодолеть применением установок нового типа – мюонных годоскопов (многонаправленных детекторов), обладающих широкой апертурой и высоким угловым разрешением (1–2 градуса), способных в непрерывном режиме регистрировать пространственный поток КЛ в виде двухмерных сним-

ков-матриц одновременно из нескольких тысяч смежных направлений космического пространства. Такой метод качественно улучшает информативность получаемых данных. Первой установкой нового типа является четырехрядный сцинтилляционный годоскоп ТЕМП (МИФИ), предложенный и созданный в 1995 г. В последние три года в ряде стран запущенно на регистрацию несколько годоскопов (с разрешением около одного градуса) разной светосилы в виде многорядных газовых счетчиков высокой грануляции, работающих в режиме ограниченного стриммерного разряда. Примером одной из лучших установок такого типа служит восьмирядный годоскоп УРАГАН, состоящий из четырех идентичных модулей, созданный также в России (Москва, МИФИ) для проведения мониторинга в области солнечно-земной физики. С помощью этих установок уже получен ряд новых данных.

Таким образом, за прошедшее десятилетие стал интенсивно развиваться новый метод изучения высокоэнергетичных динамических процессов в окружающем пространстве для решения задач солнечно-земной физики.

Предлагаемое учебное пособие посвящено вопросам мюонной диагностики: обоснованию метода исследований, современной аппаратуре для непрерывной регистрации пространственного потока мюонов космических лучей, методике обработки данных в режиме on-line, а также первым результатам по наблюдению ряда природных динамических процессов различного происхождения.

При подготовке пособия широко использованы материалы работ, выполненных в коллективе Экспериментального Комплекса НЕВОД МИФИ. Автор благодарен своим коллегам: Барбашиной Н.С., Дмитриевой А.Н, Кокоулину Р.П., Компанейцу К.Г., Тимашкову Д.А., Шутенко В.В., Яшину И.И., внесшим большой вклад в развитие метода мюонной диагностики. Автор особенно признателен проф. Петрухину А.А. за полезные дискуссии при подготовке пособия, которые несомненно улучшили его содержание.

I. МЮОНЫ НА УРОВНЕ ЗЕМЛИ И ГОДОСКОПИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА ДЛЯ ИХ РЕГИСТРАЦИИ

1.1. Обоснование метода мюонной диагностики

Регистрация потока мюонов с высоким угловым разрешением одновременно по многим пространственным направлениям в виде непрерывной последовательности двухмерных снимков-матриц, позволяет по-новому использовать возможности проникающего космического излучения в качестве мюонной диагностики для дистанционного изучения различных высокоэнергетических динамических процессов в окружающей среде. Данный метод похож на рентгеновскую диагностику, когда на двухмерных рентгеновских снимках получается изображение структуры мишени в проникающем потоке гамма квантов. При попадании на пути гамма квантов разного количества вещества в соответствующих местах снимка проявляется неоднородность потока, которая отражается в цветовой палитре теневой структуры исследуемого объекта. Мюонная диагностика является аналогом для изучения различных объектов и явлений естественной природной среды. Ее возможности гораздо шире, поскольку используется поток проникающих заряженных частиц, способный также реагировать на неоднородное переменное магнитное поле.

Мюонная диагностика позволяет идентифицировать с помощью космических лучей компактные динамические неоднородности в межпланетном магнитном поле (ММП). Появление таких перемещающихся неоднородностей вызывается импульсной активностью Солнца в виде корональных выбросов вещества (КВВ), которые представляют собой огромные сгустки замагниченной плазмы. В этом случае протоны потока ГКЛ, пересекая повышенную напряженность ММП, должны выбывать из первоначального потока (за счет поворотных лоренцевских сил) в области увеличенной напряженности магнитного поля. Из направления на КВВ следует ожидать недостаток интенсивности частиц космических лучей. Информация на Земле о подобных событиях должна появляться практически мгновенно (запаздывание не более 10 минут – частицы релятивистские), в то время как сам магнитный сгусток

(КВВ) распространяется от Солнца до орбиты Земли 1–3 сут. Эта информация может быть использована в прогностических целях для отдаленного мониторинга возмущений космической погоды.

Интенсивность мюонов в атмосфере также зависит от метеоэффектов: изменения атмосферного давления и вертикального поля температуры. Переменная плотность воздуха влияет на поток мюонов, достигающих уровня Земли. При поперечном пересечении стационарным потоком КЛ слоя воздуха с неоднородной плотностью возникает модуляция интенсивности, зависящая от распределения плотности вдоль направления движения мюонов. Высокая чувствительность интенсивности мюонов к изменению термодинамического состояния атмосферы открывает новые возможности для диагностики высокоэнергичных динамических процессов типа гроз, ураганов, которые сопровождаются изменением плотности атмосферы и генерацией в ней волн. В этом случае наблюдение пространственного потока мюонов в зависимости от времени позволяет дистанционно изучать динамику волновых процессов в стратосфере (волн плавучести или внутренних гравитационных волн – ВГВ), связанных с мощными природными источниками возмущений атмосферы типа гроз, ураганов и др. ВГВ от отдаленного очага, перемещающегося в атмосфере (например, грозовая ячейка), должны регистрироваться со значительным опережением по времени, по сравнению с приближением самого источника.

Возникающая модуляция интенсивности, как правило, обладает малой амплитудой и скрыта в статистических «шумах» потока ГКЛ. Одновременное наблюдение таких модуляций по многим матричным временным рядам в виде последовательности двухмерных снимков-матриц дает возможность значительно улучшить отношение сигнал/шум при выделении эффекта. Это значительно повышает чувствительность самого метода мюонной диагностики и достоверность получаемых физических результатов.

Возможность измерения пространственного распределения космических частиц с высоким угловым разрешением (около 1 градуса) позволяет расширить границы мюонной диагностики для регистрации малых потоков высокоэнергичных (больше 10 ГэВ) солнечных протонов и нейтронов (СКЛ), возникающих кратковременно при хромосферных вспышечных процессах. При этом

протоны СКЛ следует ожидать по линии ММП (вдоль спирали Архимеда), а нейтроны – по лучу, совпадающему с распространением света.

Зависимость интенсивности мюонов от количества плотного поглотителя на их пути до попадания в детектор позволяет применить мюонную диагностику для прикладных исследований в геологии (полезные ископаемые, структура жерла вулкана и др.), поиске скрытых компактных тяжелых грузов (таможня), археологии (скрытые воздушные полости) и т.п.

Практическая реализация метода мюонной диагностики стала возможной благодаря созданию широкоапертурных мюонных годоскопов большой площади и высокого углового разрешения. Непрерывная работа годоскопов позволяет ежеминутно регистрировать интенсивность КЛ в виде последовательности снимков-матриц практически из всей видимой части небесной полусферы одновременно по тысячам направлений.

В целом, комплекс аппаратуры годоскопического типа, матричная методика регистрации и анализа пространственно-временных вариаций потока мюонов составляют основу мюонной диагностики динамических процессов в окружающей среде.

1.2. Генерация мюонов в атмосфере

Мюоны представляют собой короткоживущие частицы и поэтому не могут входить в состав первичных галактических космических лучей (ГКЛ). Они являются продуктами распада вторичных пионов, которые рождаются высоко в атмосфере Земли. Часть мюонов не успевает распасться при движении и достигает уровня Земли. Ниже рассматриваются процессы рождения и прохождения потока мюонов по толщине атмосферы под разными зенитными углами.

Прохождение нуклонов и пионов через атмосферу

При попадании высокоэнергичных протонов ГКЛ ($E > 10$ ГэВ) на границу атмосферы Земли происходит множественная генерация вторичных частиц, в основном пионов. Рассмотрим процесс подробнее. Поток первичных протонов ГКЛ на глубине x (г/см^2)

записывается в виде степенного энергетического спектра с экспоненциальным поглощением в зависимости от толщины вещества:

$$N_0(E,x) = I_0 \times E^{-\gamma+1} \times e^{-x/\lambda_N} \ ,$$

где, γ – показатель степени дифференциального энергетического спектра протонов, λ_N – пробег нуклонов в атмосфере (г/см^2).

В общем виде вычисление спектра в глубине атмосферы представляет сложную задачу. Ее решение можно получить методом поколений. Для первого поколения нуклонов N_1 с энергией E от первичных протонов любой более высокой энергии E' уравнение записывается в виде:

$$\frac{\partial N_1}{\partial x} = -\frac{N_1}{\lambda_N} + \int_E^\infty \frac{N_0\left(E',x\right)}{\lambda_N} \times W\left(E,E'\right) dE' \ .$$

Первый член отражает поглощение нуклонов, второй – генерацию за счет частиц более высоких энергий. Функция $W\left(E,E'\right)$ описывает энергетическое распределение рожденных нуклонов в реакции с атомами (A) атмосферы:

$$N + A \to N + ...$$

Решение этого уравнения получается в виде:

$$N_1\left(E,x\right) = \int_0^x dt \times e^{-\left(\frac{x-t}{x}\right)} \times \int_E^\infty \frac{1}{\lambda_N} N_0\left(E',t\right) \times W\left(E,E'\right) dE' \ .$$

В нашем случае, когда рассматриваются только высокоэнергичные частицы, можно ограничиться решением первого поколения. Следующие поколения частиц дают вклад в область малых энергий и их можно не учитывать. Частицы малых энергий не могут пройти вглубь атмосферы и достигнуть уровня земли. При этом можно полагать:

– λ_N = 80 г/см^2 (постоянная величина);

– при высоких энергиях выполняется скейлинг:

$$W\left(E,E'\right) dE = f_{NN}\left(\frac{E}{E'}\right)\frac{dE}{E'} \ .$$

При таких условиях спектр нуклонов первого поколения получается в виде:

$$N_1\left(E,x\right) = A \times E^{-\gamma+1} \times e^{-x/L_N} \ ,$$

где: $L_N = \lambda_N / (1 - \alpha_{NN})$, $\alpha_{NN} = \int_0^1 x^\gamma \times f_{NN}(x)\,dx$.

При взаимодействии первичных протонов в атмосфере рождаются в основном π- и К-мезоны. Если ограничиться энергиями частиц до 100 ГэВ, то рождением К-мезонов практически можно пренебречь. Их вклад составляет меньше 10%. При наблюдении на поверхности Земли релятивистских мюонов можно рассматривать только первое поколение π-мезонов.

В этом случае поток пионов можно записать в виде выражения: $N_\pi(E,x) = \int_0^x Y_\pi(E,t,z) \times G_\pi(E,t) \times dt$,

где $Y_\pi(E,t,z) = \exp - \int_t^x \left(\frac{1}{\lambda_\pi} + \frac{m_\pi}{c \times \tau_\pi \times E \times \rho(z)} \right) dz$, есть вероятность пиону дойти от точки рождения t до глубины x, а именно: избежать процесс распада $\sim dz/\lambda_\pi$ и взаимодействия $\sim m_\pi / (c \times \tau \times E \times \rho(z))$ на пути dz в атмосфере с плотностью $\rho(z)$, (в единицах г/см^2).

Функция генерации пионов нуклонами высоких энергий потока КЛ записывается аналогично:

$$G_\pi(E,t) = \int_E^\infty \frac{N_1(E',t)}{\lambda_N} \times W_{\pi N}(E,E')\,dE,$$

Принимая допущения $\lambda_\pi = 140$ г/см^2 и $W_{\pi N} = f_{\pi N}\left(\frac{E}{E'}\right)\frac{dE}{E'}$, можно получить:

$$N_\pi(E,x) = A \times E^{-\gamma+1} \times e^{-x/\lambda_\pi} \times \alpha_{\pi N} \times \int_0^x \frac{dt}{\lambda_\pi} G_{\pi N}.$$

Величины $\alpha_{\pi N}$ и $G_{\pi N}$ выражаются в виде:

$$\alpha_{\pi N} = \int_0^1 x^\gamma \times f_{\pi N}(x)\,dx$$

$$G_{\pi N}(E,t,x) = \exp\left\{ \frac{t}{\lambda_\pi} - \frac{t}{L_N} - \frac{m_\pi}{c \times \tau_\pi \times E} \right\} \times \int_t^x \frac{dz}{\rho(z)}.$$

Спектр мюонов в атмосфере

С учетом принятых предположений энергетический спектр мюонов на глубине x можно записать в виде интеграла:

$$N_\mu(E,x)=\int_0^x \mathrm{P}_\mu \times G_\mu \times dt,$$

где $P_\mu = \exp(-\int_t^x \frac{m_\pi \times dz}{c \times \tau_\mu \times \rho(z)})$ – вероятность мюону дойти от точки генерации z до глубины x. Необходимо дополнительно учесть ионизационные потери энергии мюона при прохождении атмосферы. При этом его энергия в точке генерации должна быть больше: $E+\frac{dE}{dx}\times(x-z)$, где $\frac{dE}{dx}$ – функция удельных ионизационных потерь энергии. Для релятивистских энергий мюонов эта функция остается практически постоянной величиной, равной величине около 2 МэВ/(г/см^2).

Выражение:

$$G_\mu(E,t)=\int_{E\min}^{E\max} F_\pi(E',t)\times\frac{dE'}{E'\left(1-\frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right)}$$

является функцией генерации мюонов от распада пионов на участке от точки t до глубины x. Пределы интегрирования получаются в виде:

$$E_{\min}=E+\frac{dE}{dx}(x-t);\quad E_{\max}=\left(\frac{m_\pi}{m_\mu}\right)^2\times E_{\min}.$$

Принято, что при распаде пиона с энергией E', энергия мюонов E распределяется равномерно в пределах:

$$E'\left(m_\mu/m_\pi\right)^2 \le E \le E'.$$

Указанные пределы взяты в приближении одномерного движения частиц вдоль траектории протона.

Расчетная формула спектра мюонов

Формула для дифференциального спектра мюонов $N_\mu(E,x,\theta)$ с энергией E на уровне наблюдения x (г/см^2) под углом θ записывается в виде, удобном для расчетов на ЭВМ:

$$N_\mu(E,x,\theta) = A\times c^2 \times B\int_{x_{\min}}^{x}\frac{dt}{\rho(t)}\times F_1(x,t,\rho)\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE\times N_\pi(E,t)\int_{x_{\min}}^{t} dy\times F_2(y,t,\rho)$$

где, $A = 1/\cos\theta$ – учитывает наклонные траектории,

$B = \dfrac{\alpha_{\pi N}}{\lambda_N}\times\dfrac{m_\pi}{c\times\tau_\pi\times K}$, коэффициент $K = 1-\left(\dfrac{m_\mu}{m_\pi}\right)^2$,

$x_{\min}\approx 0,05$ (г/см^2) – условная верхняя граница атмосферы.
Переменная x на уровне Земли равна 1030 г/см^2.
Подынтегральная функция F_1 может быть представлена в виде:

$$F_1 = \exp\left(-\frac{t\times A\times c}{\lambda_\pi}\cdot\exp\left\{-\frac{m_\mu\times A\times c}{c\times\tau_\mu}\cdot\int_t^x\frac{dz}{E+A\times c(dE/dx)\times(x-z)}\cdot\frac{1}{\rho(z)}\right\}\right).$$

dE/dx – удельные ионизационные потери, которые берутся с учетом эффекта плотности.
Функция F_2 записывается в виде:

$$F_2 = \exp\left\{-y\left(\frac{1}{\lambda_\pi}-\frac{1}{L_N}\right)\right\}\times\exp\left\{-\frac{m_\pi}{E\times\tau_\pi\times c}\times F_3\right\},$$

где функция $F_3 = \int_y^t\dfrac{dp}{\rho(p)} = \{H(t)-H(y)\}$.

Значение $\{H(t)-H(y)\}$ – разность высот (см). Толщина слоя атмосферы изменяется в пределах $(t-y)$ и берется в единицах г/см^2.

Мюонный годоскоп (координатный детектор) регистрирует интенсивность мюонов под разными углами θ с энергией больше Δε. Поэтому для сопоставления данных с расчетом в дальнейшем используется интегральный энергетический спектр мюонов, дифференциально по зенитным углам:

$$N_\mu\left(\geq \Delta\varepsilon, x, \theta\right) = \int\limits_{\Delta\varepsilon}^{\infty} N_\mu\left(E, x, \theta\right) dE\,.$$

Величина $\Delta\varepsilon \approx 400$ МэВ – минимальная энергия регистрации, которая согласуется с результатами эксперимента и соответствует общепринятому значению для наземных сцинтилляционных мюонных телескопов. Модель равновесной атмосферы с распределением температуры T и плотности ρ по высоте h берется в числовом виде и соответствует усредненным значениям реальной атмосферы из справочника для стандартной атмосферы.

В формулах для спектра мюонов имеются два свободных параметра: нормировочный коэффициент I_0, связанный с абсолютной интенсивностью ГКЛ, и степенной показатель γ энергического спектра частиц ГКЛ. Чтобы проверить согласование расчетной формулы для дифференциального спектра мюонов $N_\mu\left(E, x, \theta\right)$ с реальными измерениями на поверхности Земли (x = 1030 г/см^2), проведено сопоставление, которое представлено в табл. 1.1.

Расчет выполнен для вертикального (θ = 0°) энергетического спектра протонов ГКЛ при $\gamma = 1{,}625$. Значение показателя степени согласуется с общепринятой величиной $\gamma \approx 1{,}65 \pm 0{,}05$.

Таблица 1.1

Сравнение дифференциальных спектров мюонов

E, ГэВ	Эксперимент $N_\mu^{экс}$, (см^2×с×ср)$^{-1}$	Расчет N_μ, (см^2×с×ср)$^{-1}$	Отношение (после нормировки) $N_\mu / N_\mu^{экс}$
0,4	$3{,}73 \times 10^{-3}$	$1{,}09 \times 10^{-3}$	1,10
1,0	$2{,}79 \times 10^{-3}$	$8{,}98 \times 10^{-4}$	1
2,0	$1{,}67 \times 10^{-3}$	$5{,}47 \times 10^{-4}$	0,98
10,0	$1{,}33 \times 10^{-4}$	$4{,}21 \times 10^{-5}$	1,01
20,0	$2{,}70 \times 10^{-5}$	$8{,}49 \times 10^{-6}$	1,02
50,0	$2{,}36 \times 10^{-6}$	$7{,}47 \times 10^{-7}$	1,02
100,0	$3{,}04 \times 10^{-7}$	$9{,}69 \times 10^{-8}$	1,01
1000,0	$1{,}34 \times 10^{-10}$	$4{,}36 \times 10^{-11}$	0,99

Спектры нормированы при энергии $E = 1$ ГэВ. Статистическая точность экспериментального спектра $N_{\mu}^{экс}$ составляет несколько процентов. После проведения нормировки получается хорошее согласие модельного спектра с реальными данными во всем энергетическом диапазоне, вплоть до 1000 ГэВ.

Сопоставление угловой интенсивности мюонов $N_{\mu}(E,x,\theta)$ с расчетами по общепринятой модели дает также удовлетворительное согласие в широком диапазоне зенитных углов $0° \le \theta \le 65°$ для уровня $x = 1030$ г/см^2. Оказывается, что интегральный спектр мюонов, в зависимости от зенитного угла, на уровне земли хорошо описывается простым приближенным выражением:

$N_{\mu}(\ge \Delta\varepsilon, x, \theta) \sim \cos^n \theta$, где показатель степени $n \approx 2$.

Из этой формулы видно, что поток мюонов достаточно изотропен по зенитным углам. Его интенсивность уменьшается всего в два раза при больших углах наклона около 60°. Эта характеристика потока позволяет создавать широкоапертурные установки (годоскопы) для изучения гелиосферных процессов практически в пределах 2π-геометрии и проводить мониторинг атмосферных явлений с помощью одного наземного годоскопа на площади стратосферы, охватывающей десятки тысяч квадратных километров.

Модельный спектр мюонов $N_{\mu}(E,x,\theta)$, включающий зависимость распределения плотности воздуха по высоте $\rho(h,\mathrm{T})$, используется в дальнейшем для оценки чувствительности интенсивности мюонов к барическим возмущениям на разных высотах.

1.3. Мюонный годоскоп ТЕМП

Установка ТЕМП является первым многоканальным годоскопом, созданным для апробации метода мюонной диагностики применительно к высокоэнергичным процессам на Солнце, в гелиосфере, магнитосфере и атмосфере Земли. Данные о пространственной интенсивности космических лучей получаются в виде непрерывной последовательности двухмерных снимков-матриц.

Базовый трехметровый сцинтилляционный счетчик

Для построения координатных детекторов большой площади (около 10 м^2) с минимальным числом каналов регистрации целесообразно использовать узкие длинные счетчики частиц. Конструкция и физические характеристики счетчиков определяют пространственно-временное разрешение аппаратуры. В физике частиц высоких энергий широко используются твердые органические сцинтилляторы с торцевым съемом сигналов света с помощью ФЭУ. Число образующихся фотоэлектронов (сигнал) наиболее сильно зависит от следующих параметров: конверсионной эффективности сцинтиллятора, его геометрических размеров, прозрачности (длинны поглощения), квантового выхода фотокатода в диапазоне спектра высвечивания сцинтиллятора, коэффициента вторичной эмиссии динодов ФЭУ. Все эти характеристики должны учитываться при разработке счетчиков в виде узких стриповполосок длинной 3 м. Установка включает в себя несколько сотен счетчиков, поэтому при выборе оптимальных параметров было необходимо также учитывать простоту изготовления, минимальную трудоемкость и стабильность характеристик при длительной непрерывной эксплуатации.

Для определения наиболее приемлемой конструкции при проектировании было рассмотрено и смоделировано несколько вариантов счетчиков. При изготовлении твердых сцинтилляторов обычно в качестве основы используются материалы типа полиметилметакрилата (ПММА) и полистирола. Более предпочтительным оказывается полистирол, поскольку световыход на его основе получается выше. В качестве основной первичной сцинтилляционной добавки широко применяется 2,5-дифенилоксазол (PPO) и п-терфенил (ПТ). Вторичные добавки представляют собой: 1,4-ди-(2-(5-дифенилоксазолил))-бензол (POPOP), 1,5-дифенил-3-стиролпиразолин (ДФСП) и ПФ-1. При разработке счетчиков были рассмотрены ФЭУ с мультищелочными (МФК) – $CsNa_2KSb$ и бищелочными (БФК) – K_2CsSb фотокатодами. Проведено несколько вариантов расчетов относительного выхода фотоэлектронов при различных сочетаниях характеристик сцинтилляторов и ФЭУ. При этом предусматривалась максимальная степень перекрытия между спектрами излучения сцинтилляторов с учетом добавок сместите-

ля спектра и спектральной чувствительностью фотокатода. Для определения характеристик оптимального варианта вычислялись свертки разных спектров излучения для различных видов фотокатодов. Результаты расчетов приведены в табл. 1.2, где указанны типы фотокатодов, сцинтилляторов со сместителями для отдельных вариантов счетчиков.

Наиболее приемлемыми вариантами оказались два: МФК-РРО-ДФСП и БФК-РРО-РОРОР. Второй вариант, на основе бищелочного фотокатода, является более предпочтительным по времени высвечивания – оно составляет 3 нс, что в два раза меньше чем на основе МФК. Кроме того, у ФЭУ с МФК уровень шума выше, чем с БФК.

Таблица 1.2

Компоненты сцинтилляционного счетчика

Тип фото-катода ФЭУ	Тип добавки спектра излучения	Тип спектро-смещающей добавки	Выход фото-электронов (относит. ед.)
МФК	РРО	РОРОР ДФСП ПФ-1	2,5 2,9 1,7
	РОРОР	ДФСП ПФ-1	1,7 2,2
БФК	РРО	РОРОР ДФСП ПФ-1	2,5 1,6 0,8
	РОРОР	ДФСП ПФ-1	0,9 1,0

При оптимальном сочетании компонентов счетчика его толщина, для пересекающих частиц вдоль трека, взята равной 1 см. Это обеспечивает (см. дальше) эффективность регистрации мюонов на уровне, близком к 100%. Счетчики такого типа произведены путем экструдирования − непрерывного формирования поло-

сы-стрипа из жидкого материала, при его прохождении через прямоугольную фильеру.

Конструктивно отдельный счетчик (рис. 1.1) состоит из обернутой в светоотражающую пленку и светоизолированной снаружи сцинтилляционной полосы-стрипа (2,5 × 1,0 × 290 см), механически соединенной с корпусом, где с одного торца размещается малогабаритный ФЭУ-85 с делителем высокого напряжения для питания ФЭУ.

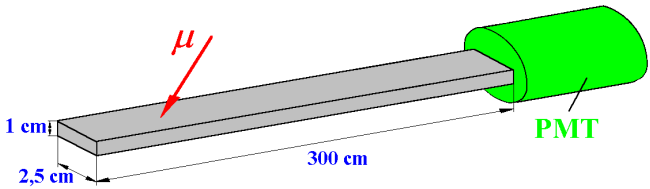

Рис. 1.1. Конструкция базового сцинтилляционного счетчика годоскопа ТЕМП

При массовом изготовлении элементов счетчиков на различных этапах должен осуществляться контроль, отбраковка пластин и тестирование счетчиков в сборе. После изготовления пластин измерялась длина затухания на отдельном стенде по уменьшению тока на выходе калиброванного ФЭУ при облучении перемещаемым радиоактивным источником. Отбирались экземпляры с длиной затухания не менее 120 см. Окончательное тестирование счетчиков в сборе проводилось в потоке КЛ с использованием двух малогабаритных мастерных счетчиков, включенных на совпадение с проверяемым экземпляром. Отбраковывались счетчики, у которых сигнал с фотокатода ФЭУ (при прохождение мюонов КЛ через дальний от ФЭУ конец сцинтилляционной пластины) оказывался менее 10 фотоэлектронов. Оценка числа фотоэлектронов ($N_{фэ}$) получалась из сопоставления сигналов от мюонов с калибровочными сигналами (A) от светодиода. Амплитуда A подбиралась так, чтобы она совпадала со средней амплитудой сигнала от мюонов. Затем по набранному амплитудному спектру от светодиода вычислялось среднеквадратичное отклонение σ. Значение

$N_{фэ}$ для ФЭУ с небольшим фотокатодом подсчитывается по формуле:

$$N_{фэ} = \left(1+\delta_1\right)/\delta^2, \text{ где } \delta = \sigma/A.$$

Величина поправки δ_1 – относительная дисперсия одноэлектронного сигнала. Для ФЭУ-85, который имеет небольшой фотокатод, значение δ_1 оказывается малым. Откуда можно получить значение числа фотоэлектронов $N_{фэ} \approx 1/\delta^2$, соответствующее сигналу от мюонов.

Сигналы от сцинтилляционных счетчиков (с анодов ФЭУ-85) передаются на входы усилителей-формирователей, которые вырабатывают импульсы длительностью 70 нс стандартной амплитуды.

Установка Мюонный годоскоп

Мюонный годоскоп представляет собой две пары координатных плоскостей (X1, Y1) и (X2, Y2), размещенных друг над другом на расстоянии 1 м на поворотной раме (рис. 1.2). Каждая плоскость содержит 128 сцинтилляционных счетчиков. В соседних рядах продольные оси счетчиков развернуты на 90° и образуют прямоугольную координатную сетку (*x, y*). Рабочая площадь годоскопа около 9 м^2. Ниже второй пары счетчиков размещен свинцовый поглотитель толщиной 5 см на площади 9 м^2. Он предназначен для поглощения возможной мягкой компоненты КЛ. Под ним смонтирована пятая плоскость (9 м^2) крупногабаритных сцинтилляционных счетчиков (всего 32 шт.) с ФЭУ–97. Регистрация мюонов происходит, если одновременно (в пределах 100 нс) срабатывают счетчики во всех пяти рядах счетчиков. Установка размещена на цокольном этаже трехэтажного лабораторного корпуса. В сумме верхние бетонные перекрытия составляют фильтр толщиной 2 м водного эквивалента (м в.э.).

В процессе работы, на начальном этапе, был проведен ряд методических экспериментов по сравнительной регистрации мюонов в 4-кратных и 5-кратных совпадениях (с учетом свинцового фильтра). Не было отмечено статистически значимого присчета мягкой

компоненты. В обоих случаях доля сопровождения в виде δ-электронов (срабатывания двух и более не соседних счетчиков) составила около 30%. Однако из-за геометрического фактора счет мюонов в 5-кратных совпадениях был ниже. Поэтому в дальнейшем весь экспериментальный материал получен в режиме 4-кратных совпадений.

Поворотная рама позволяет наклонять рабочие плоскости годоскопа на любой фиксированный зенитный угол до 45° для более эффективной регистрации солнечных высокоэнергетичных процессов (типа протонных вспышек, прямых нейтронов, корональных выбросов и т.п.). Горизонтальное расположение установки более предпочтительно для исследования динамики атмосферных процессов. Установка кратко называется ТЕМП (ТЕлескоп Мюонный Поворотный).

При непрерывном экструдировании длинных сцинтилляционных пластин их поперечный размер выдерживался с точностью ± 0,5 мм. Во избежание щелей между счетчиками, соседние пластины при сборе (рис. 1.3) размещались с перекрытием 3 мм.

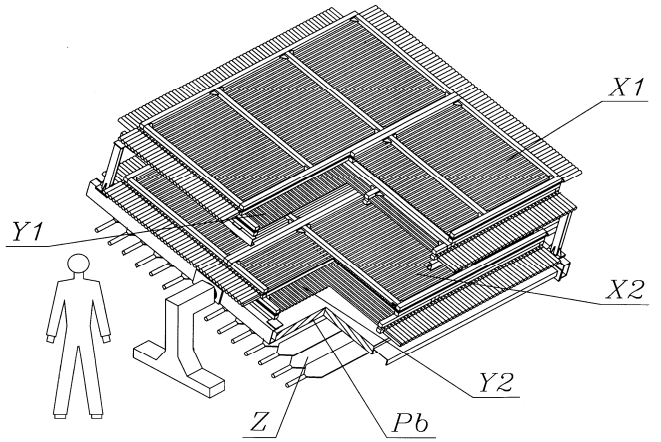

Рис.1.2. Схема поворотного мюонного годоскопа (ТЕМП) площадью 3×3 м^2. X1, Y1 – верхние, X2, Y2 - нижние слои сцинтилляторов, Z - пятый слой крупногабаритных триггерных сцинтилляторов, Pb – свинцовый поглотитель мягкой компоненты КЛ, толщиной 5 см

В случае одновременного срабатывания перекрывающихся счетчиков, координаты определяются даже точнее, чем при срабатывании одного счетчика. Каждый из четырех рядов координатных счетчиков накрыт сверху листами полиэтилена и железа толщиной 2 мм.

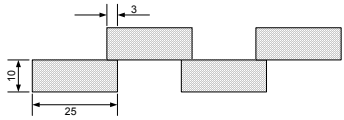

Рис. 1.3. Схема размещения счетчиков с перекрытием в каждом ряду годоскопа

Задержка распространения сигнала от фотокатода до анода (в динодной системе) зависит от величины напряжения на ФЭУ. Индивидуальный подбор напряжения для каждого ФЭУ позволяет одновременно уменьшить амплитудные и временные разбросы сигналов, снизить временную дисперсию выработки мастерного сигнала на 20 нс.

Интенсивность потока мюонов составляет около 600 событий в секунду. Полное количество информации о сработавших счетчиках с учетом служебных данных и дополнительной тестовой информации составляет около 40 Мб/ч или 1 Гб/сут. Обработка и хранение такого объема информации технически нерентабельны. Поэтому был выбран более компактный – матричный способ накопления и хранения данных о пространственном потоке частиц, позволяющий осуществить хранение дифференциального углового распределения мюонов в виде последовательности двухмерных снимков-матриц $N_{ik}(t)$ за отдельные одноминутные интервалы времени. Алгоритм формирования матричных данных состоит в следующем. После передачи из регистрирующей системы в PC очередной порции данных и расшифровки координат для каждого события вычисляются в режиме on-line проекционные углы $\Delta x, \Delta y$ по позиционным номерам сработавших счетчиков:

$$\Delta x = X_1 - X_2;\ \Delta y = Y_1 - Y_2,$$

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

$$-127 \le \Delta x \le +127 \qquad -127 \le \Delta y \le +127,$$

т.е. диапазон матричных координат (i, k) составляет от 1 до 255. Конструктивно годоскоп позволяет получить двухмерные матрицы размером (255 × 255) ячеек по 65025 различным пространственным направлениям. При этом пространственные углы θ и φ для каждого направления получаются в виде:

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

$$\cos\varphi = \Delta x \Big/ \sqrt{\left(\Delta x^2 + \Delta y^2\right)},$$

где Δz – расстояние между парами верхних и нижних плоскостей счетчиков (в масштабе средней ширины счетчика).

В отдельных ячейках матрицы за каждый интервал времени, устанавливаемый программно (в данном случае – 1 мин) накапливается число мюонов, попавших в установку с фиксированными значениями (Δx, Δy) или (θ, φ) комбинации сработавших счетчиков, просуммированных по всей площади годоскопа.

1.4. Система сбора и накопления данных

Информация от всех счетчиков непрерывно поступает на вход системы регистрации в виде двух потоков с функционально различными целями: для выработки разрешающего сигнала (триггер – при прохождении мюона) и для последующего запоминания (по триггеру) индивидуальных номеров сработавших счетчиков. Система регистрации предназначена для непрерывного приема информации о прохождении каждого мюона через установку, запоминания позиционных кодов сработавших счетчиков, преобразования позиционных кодов в двоичные коды для возможности анализа с помощью компьютера. В промежуточной буферной памяти происходит непрерывное накопление данных за фиксированный отрезок времени (в данном случае за 1 с) и периодическая передача в микро-ЭВМ в режиме on-line.

Рассмотрим кратко функциональную блок-схему системы регистрации, которая приведена на рис. 1.4. Информационные сигналы подаются на входы регистров (блоки ЛЭ-73Б). Параллельно формируется сигнал (триггер) четырехкратных совпадений И, ко-

торый вырабатывается при одновременном появлении сработавших счетчиков во всех четырех рядах установки в промежуток 70 нс. Этот сигнал запускает управляющий блок (А-128м). Он открывает регистры (сигнал Gate) и данные о событии (номера сработавших счетчиков от прошедшего мюона) запоминаются в виде отдельного кадра в стековой памяти типа FIFO. При отсутствии стробирующего сигнала Gate случайные импульсы от шумов ФЭУ пропадают на входе регистров (ЛЭ-73Б) через 70 нс по окончании длительности информационных сигналов, без записи в память. Накопление информации в одном кадре продолжается 1 с. Затем управляющий блок (А-128м) вырабатывает сигнал, который в виде команды ЗАПРОС поступает на контроллер (ЛЭ-51) для вычитывания памяти FIFO за предыдущую секунду экспозиции в память PC по интерфейсу в стандарте ISA. При этом происходит установка «метки» в FIFO для следующей порции односекундных данных. Контроллер (ЛЭ-20с) размещается в крейте СУММА (аналог КАМАК) и служит для чтения дополнительной информации из счетчиков (магистраль СУММА), осуществляющих мониторинг работы годоскопа: частоты срабатывания счетчиков в отдельных рядах (уровень шумов) – N_1, N_2, N_3, N_4; число четырехкратных совпадений – N_{cc}, данные о времени срабатывания, атмосферном давлении и температуре. Величину интервала экспозиции (1 с) может изменять программно в зависимости от интенсивности поступления данных.

Система регистрации выполнена на основе микросхем с большой степенью интеграции – программируемых логических интегральных схем (ПЛИС). Применение ПЛИС дает возможность совместить в одной микросхеме функции входных регистров и промежуточной памяти, а также осуществлять кольцевую стековую буферизацию данных (FIFO) отдельных событий переменного объема информации с отсечкой за всегда фиксированный интервал времени экспозиции. Полная память FIFO составляет 40 кб. Мертвое время системы около 1,3 мкс. Во время вычитывания данных в PC по информационной магистрали регистрация не прекращается. Электроника, построенная по такому принципу, является практически универсальной и может быть использована в различных системах с большим потоком информации. Для годоскопа (поток информации с учетом служебных данных не более 10 кб/с) интервал

заполнения буфера выбран равным 1 с, что обеспечивает лишь 50% заполнение всего объема для большей части статистики. В случае переполнения буфера предусмотрен автоматический контроль и перезапуск системы регистрации. В конце каждого

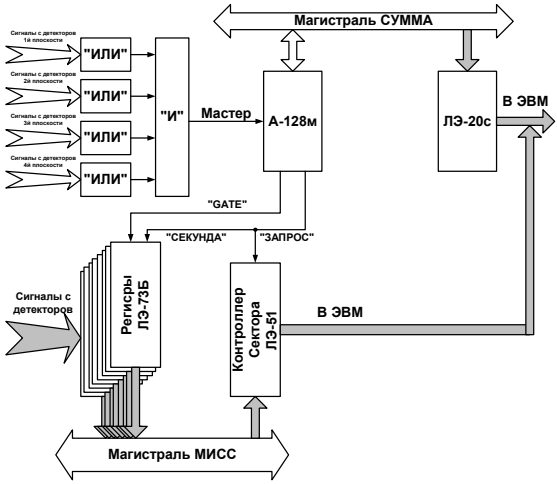

Рис. 1.4. Блок-схема системы регистрации данных установки ТЕМП

длительного набора данных выдается протокол количества произошедших перезапусков системы для контроля за стабильностью работы аппаратуры. Время передачи порции односекундных данных в PC составляет не более 0,2 с. Остаток времени (0,8 с) используется для on-line обработки данных: дешифровки поступивших данных, их процессорной обработки и архивации в сжатом виде (матричного типа). Замена интерфейса чтения ISA на более быстрый (PCI) должна сократить время передачи данных в PC в несколько раз (менее 0,1 с), и увеличить время для on-line анализа данных в текущих ежесекундных отрезках времени.

В конечном итоге для каждого события при on-line обработке – уже в компьютере – вычисляются четыре координаты сработавших счетчиков (X1, Y1, X2, Y2), каждая из которых занимает байт информации. Индекс 1 относится к верхней паре плоскостей, а индекс 2 – к нижней паре. Обработанные события в виде одноминут-

ных матриц пространственной интенсивности непрерывно архивируются в последовательность файлов PC.

Преимуществом проектирования цифровых блоков электроники с применением ПЛИС является возможность неоднократной модернизации и даже кардинального изменения схемы путем перепрограммирования, без каких-либо перепаек или дополнительной трассировки печатных плат.

Принятая система электроники для кодировки и записи данных о событии только в виде номеров сработавших счетчиков и дальнейшая (максимально дифференциальная) геометрическая реконструкция в режиме on-line с помощью PC являются универсальными и позволяют в дальнейшем, при физической обработке, проводить программным путем одновременное объединение и анализ данных по различным алгоритмам.

1.5. Эффективность работы в режиме реального времени

Годоскоп ТЕМП предназначен для долговременной непрерывной работы, поэтому в процессе эксперимента должен проводиться постоянный контроль за стабильностью харатеристик всех счетчиков установки.

Тестирование в непрерывном режиме

При матричном методе накопления и хранения данных происходит потеря информации об индивидуальных номерах сработавших счетчиков. Для контроля частоты срабатывания счетчиков при регистрации мюонов в режиме on-line параллельно с формированием матриц проводится суммирование числа срабатываний каждого счетчика за определенное время экспозиции. На рис. 1.5 приведен пример числа срабатываний всех 512 счетчиков за 1 час экспозиции.

Оказывается, что в середине рядов счетчиков частота срабатываний выше, чем на краях. Это связанно с разной светосилой краевой и центральной областей установки при четырехкратных совпадениях. Тем не менее, эффективность соседних счетчиков мало отличается друг от друга. Видно, что в установке отсутству-

ют выбросы и провалы в срабатываниях отдельных счетчиков по триггерному сигналу. Выбранный интервал времени длительностью 1 ч, обеспечивает статистическую загрузку отдельных каналов с точностью от 0,5% до 1,5%, в среднем около 1%. Таким образом, в процессе регистрации происходит полный автоматический контроль стабильности работы всех каналов регистрации установки в условиях реального режима времени.

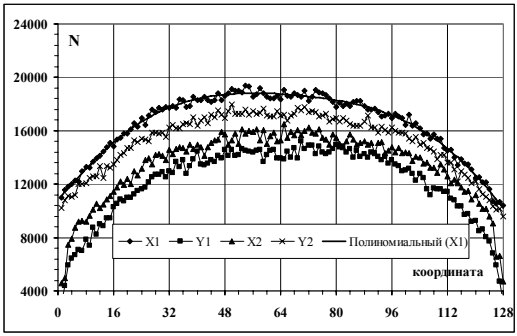

Рис. 1.5. Число срабатываний отдельных каналов годоскопа по триггерному сигналу 4-кратных совпадений за 1 час экспозиции. Графики отдельных рядов для наглядности сдвинуты по вертикальной шкале

В случае увеличения «шума» в каком-либо канале должно наблюдаться повышенное число срабатываний этого канала, что выявляется при проведении непрерывного во времени контроля за работоспособностью установки. Часовые данные подобных распределений архивируются в PC синхронно с основной информацией. Для проведения статистического контроля качества работы установки вычисляются:

–средние значение частоты срабатывания $\langle N_k \rangle$ отдельных каналов ($1 \le k \le 512$) на суточном интервале времени (по 24 точкам);

– среднеквадратичные σ_k и относительные δ_k отклонения от средних значений.

Большие временные интервалы усреднения (превышающие сутки) могут приводить к неоправданному увеличению дисперсии за счет трендов, связанных с изменяющимися метеоусловиями.

Так как интенсивность мюонов зависит от температуры атмосферы и полного атмосферного давления, то поведение частот срабатываний и дисперсии в процессе эксперимента прослеживается на разных временных интервалах.

На рис. 1.6 приведены примеры частот срабатывания одного из каналов на протяжении суток за месячное время экспозиции с интервалом через 1 месяц.

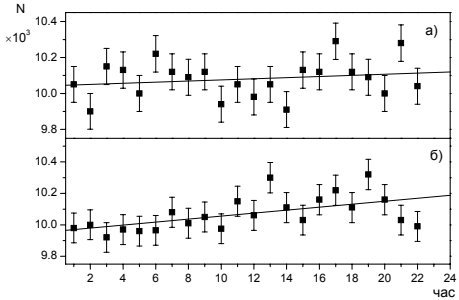

Рис. 1.6. Среднесуточная частота срабатывания одного из каналов регистрации в период времени:
а) 23.04 - 22.05.1998 г.; б) 23.05 - 23.06.1998 г.

В одном случае число срабатываний практически не меняется в пределах одного среднеквадратического отклонения, в другом – возрастает на 1,5%. Ошибки указаны – статистические.

Характеристики работоспособности установки

Для оценки поведения всех 512 каналов в среднем построены суточные распределения величин относительных разбросов δ_k (в процентах), усредненные по трехсуточным интервалам времени. Данные получены для различных температурных сезонов года. Все распределения близки к форме Гаусса, а средние значения $\langle\delta\rangle$ равны:

месяц	апрель	август	октябрь	декабрь
$\delta \times 10^2$	$1{,}2 \pm 0{,}3$	$2{,}5 \pm 0{,}3$	$1{,}0 \pm 0{,}3$	$0{,}9 \pm 0{,}2$

Из таблицы видно, что «разброс» каналов (δ) в теплое время года, когда температура в помещении лаборатории была максимальной (25 ÷ 27 градусов), не превышал 3%. На рис. 1.7 приведено поведение среднесуточных значений $\langle\delta\rangle$, усредненных по всем 512 каналам для разных сезонов на протяжении месячной серии измерений. Дисперсия срабатываний каналов практически остается постоянной на уровне (1,5 ± 0,3)%. Тем не менее, в летний период с повышенной температурой в помещении лаборатории, дисперсия возрастает до (2,5 ± 0,5)%. Возможно, что это также связано с влиянием метеоэффекта на вариацию потока мюонов. Колебания температуры и давления атмосферы могут приводить к изменениям потока мюонов, что может отражаться на данных, представленных на рис. 1.7.

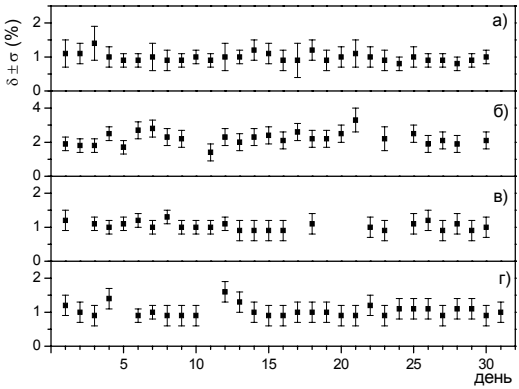

Рис. 1.7. Относительная дисперсия средней частоты срабатывания каналов для разных сезонов 1999 г.: а) апрель; б) август; в) октябрь; г) декабрь

Долговременная стабильность характеристик мюонного годоскопа (на протяжении четырехлетней серии измерений) подтверждается постоянством средней дисперсии $\langle\delta\rangle$ на этом периоде времени. На рис. 1.8 представлены выборочные данные с 1998 по 2001 гг. Значение $\langle\delta\rangle$ остается практически постоянным в течение всего времени экспозиции на уровне (1,5 ÷ 2,5)%.

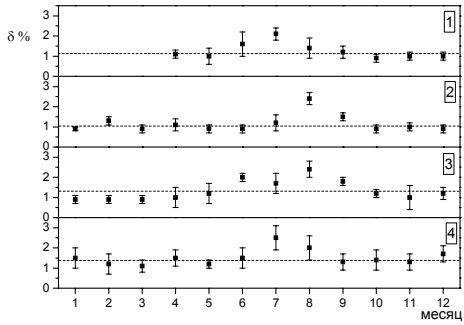

Рис. 1.8. Долговременная дисперсия частоты срабатывания каналов годоскопа по годам: 1 – 1998 г.; 2 – 1999 г.; 3 – 2000 г.; 4 – 2001 г.

Важной характеристикой эффективности работы установки является низкий уровень вклада шумовых сигналов в статистику мюонов. Регистрация мюонов в годоскопе по четырехкратным совпадениям ограничивает вклад «шумов» на уровне, менее 0,3%.

Прямые четырехкратные случайные («шумовые») совпадения вычисляются по приближенной формуле:

$$N_{cc}^4 = N_1 N_2 N_3 N_4 \left(\tau_1\tau_2\tau_3 + \tau_1\tau_2\tau_4 + \tau_1\tau_3\tau_4 + \tau_2\tau_3\tau_4\right) \approx 4 \cdot N_i^4 \tau^3,$$

где $N_1,\ldots N_4$ – интенсивность «шумов» ФЭУ, просуммированная по всем счетчикам каждого ряда. В среднем $N_i \approx 6\times10^4$ с$^{-1}$; τ – длительность сформированных сигналов ($\tau \approx 70$ нс). Оценка дает значение: $N_{cc}^4 \approx 2{,}5\times10^{-2}$ с$^{-1}$. Доля шумов по отношению к счету мюонов составляет около 0,004 % и ею можно пренебречь. Непосредственные измерения вклада «шумов» (фактически случайных сигналов) в четырехкратных совпадениях получаются при больших временных задержках сигналов N_i на 0, 250, 500 и 750 нс, подаваемых на схему совпадений, В эксперименте было измерено близкое значение $(N_{cc}^4)_{эксп} \approx 4\times10^{-2}$ с$^{-1}$. Для осуществления полного непрерывного контроля за работой установки в качестве дополнительной информации производится ежеминутная запись уровня шумов с каждого из четырех рядов счетчиков годоскопа.

В процессе эксплуатации годоскопа периодически проводится контроль эффективности регистрации частиц, как в отдельных рядах, так и в установке в целом. Для этого используются два дополнительных переносных сцинтилляционных счетчика размером 150×20×1 см. Скорость счета этого мастерного двухслойного счетчика составляет около 2000 импульсов в минуту при временном разрешении 30 нс. Вклад случайных совпадений, измеренный экспериментально, составлял менее 1%. Калибровка осуществляется по стандартной методике трехкратных совпадений. В качестве третьего сигнала используются данные триггера отдельной плоскости или установки в целом (четырехкратные совпадения). При калибровке проводится последовательное перемещение пары мастерных счетчиков по всей рабочей площади установки. Полученные значения эффективности для отдельных плоскостей составляют величину не менее 99,5%, а для установки в целом меняются в пределах от 98,2% до 99,1%.

1.6. Модульный годоскоп УРАГАН

Мюонный годоскоп УРАГАН (Установка Регистрации Атмосферных Грозовых АНомалий) является следующим поколением аппаратуры, модульного типа с большей площадью, которая предназначена для проведения систематических исследований в области солнечно-земной физики.

Схема установки

Установка УРАГАН состоит из четырех независимых супермодулей, каждый из которых является отдельным мюонным годоскопом. Супермодуль представляет собой восемь слоев стримерных трубок. Каждый слой собран из 20 камер и составляет площадь 3,5×3,5 м^2 . Камера представляет собой ПВХ-пенал, в котором располагаются 16 стримерных трубок длиной 3,5 м и внутренним сечением 9×9 мм^2. По центру каждой трубки натянута анодная нить диаметром 100 мкм из BeCu с Ag-покрытием. Необходимый для нормальной работы установки режим ограниченного стримера обеспечивается специальной проточной газовой смесью

($Ar + CO_2$ + n-пентан) и соответствующим анодным напряжением (4300 В).

На внутреннюю поверхность стримерных трубок нанесено высокоомное графитовое покрытие ($\rho = 50$ кОм/см^2). Такая резистивная поверхность хорошо пропускает высокочастотную компоненту электромагнитной волны стримерного разряда. Эта волна в свою очередь регистрируется с помощью наружных стрипов. Каждый стрип представляет собой полоску алюминиевой фольги, непосредственно с которой снимается сигнал с помощью front-end электроники. Стрипы наклеены с одной стороны на пластины ПВХ толщиной 1 мм. С другой стороны пластины покрыты сплошным слоем фольги, служащей экраном от помех радиочастотного диапазона (рис. 1.9).

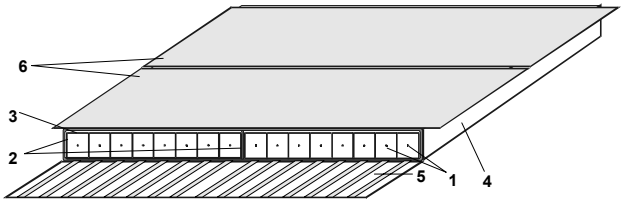

Рис. 1.9. Схематичное изображение пенала стримерных трубок (1 – анодные нити, 2 – профиль из 8 трубок, 3 – крышка профиля, 4 – пластиковый, контейнер, 5 – пластина X-стрипов, 6 – пластина Y-стрипов)

Отдельный слой содержит 320 стрипов для регистрации по оси X и 288 стрипов по оси Y. Разница в числе каналов для квадратного детектора обусловлена различной шириной стриповых пластин вдоль осей X и Y: 1,0 и 1,2 см соответственно. Каждый супермодуль-годоскоп имеет (320+288)×8=4864 канала регистрации, а установка в целом содержит 19456 каналов.

Соседние слои камер по высоте отделены друг от друга пенопластовыми листами толщиной 5 см. Супермодуль размещается на отдельной подвижной платформе, позволяющей изменять его положение относительно других супермодулей (рис. 1.10).

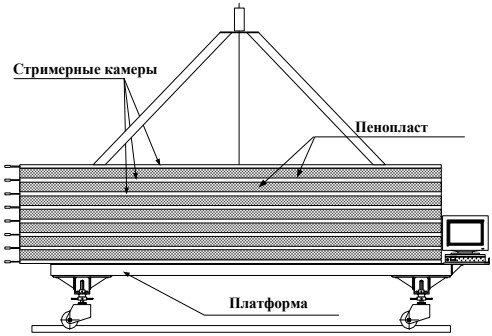

Рис. 1.10. Схематичное изображение супермодуля

Система сбора данных и триггирования

Система сбора данных и управления автоматической работой годоскопа (рис. 1.11) имеет распределенную многоуровневую архитектуру. Модульная организация дает возможность простого изменения конфигурации и наращивания системы при развертывании дополнительных супермодулей детектора.

Временное разрешение системы сбора определяется задержкой, связанной с дрейфом электронов ионизации в трубках к анодной нити (не более 100 нс), а также разбросом времени прохождения триггерных логических сигналов по соединительным магистралям (до 50 нс). Таким образом, характерные длительности импульсов, используемых для формирования различных совпадений в триггерной системе, составляют 0,2 – 0,3 мкс.

Созданная аппаратура позволяет регистрировать мюоны в диапазоне зенитных углов 0°–84° и в режиме реального времени реконструировать треки частиц с угловой точностью лучше 0.8°.

Для анализа и отбора регистрируемых событий по заданным критериям и алгоритмам, а также для мониторирования сигналов от плоскостей и подсчета реального времени работы установки разработаны специальная электроника, размещенная внутри периферийных станций, выполненных на основе PC. Триггерная система супермодуля основана на анализе сигналов от отдельных счетчиков, объединенных вдоль плоскостей по схеме ИЛИ.

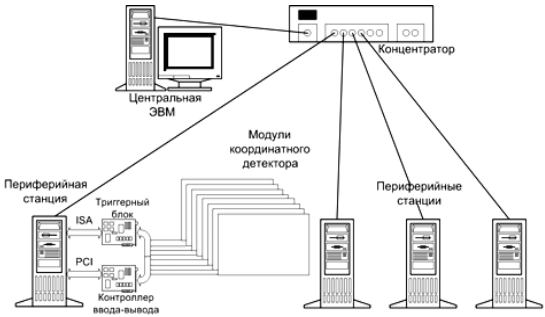

Рис. 1.11. Функциональная блок-система сбора данных и триггирования

Структурная схема представлена на рис. 1.12 и включает следующие функциональные узлы: приемник и формирователь по длительности триггерных сигналов от плоскостей супермодуля; схему мониторирования темпа счета триггеров и часы реального времени; сканирующее ОЗУ, в которое с частотой 40 МГц записывается состояние триггеров.

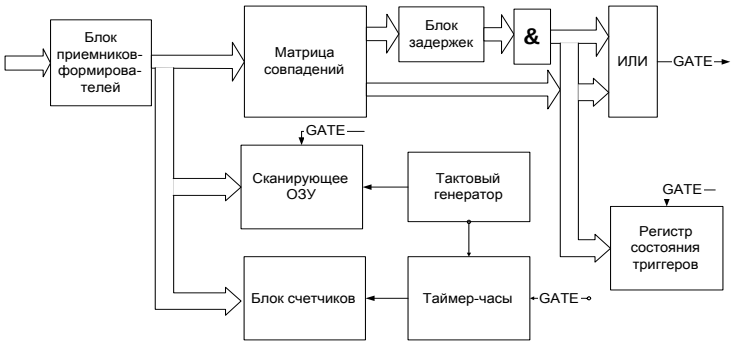

Рис. 1.12. Структурная схема триггерного блока

Логическая матрица совпадений представляет собой восьмиразрядное ОЗУ, на адресные входы которого подаются сформированные по длительности триггерные сигналы первого уровня. Блок программируемых задержек осуществляет выравнивание во вре-

мени промежуточных триггерных сигналов, попарное совпадение которых вырабатывает дополнительные общесистемные триггерные сигналы. Все общесистемные триггерные сигналы объединяются по схеме логического ИЛИ и участвуют в выработке мастерного сигнала «GATE». Состояние триггеров записывается в специальный регистр.

Условием выработки триггера измерительной системы является совпадение не менее четырех триггерных сигналов различных сработавших плоскостей в течение 300 нс, что с 96% эффективностью идентифицирует прохождение мюона через восемь плоскостей стримерных камер. Средний темп счета одного супермодуля составляет около 1700 событий в секунду. Время считывания с супермодуля определяется количеством сработавших плат и для 99% событий не превышает 38 мкс. Такая скорость считывания позволяет с вероятностью 93% зарегистрировать каждый мюон. Для передачи данных в память компьютера и генерации тестовых последовательностей используется 32-канальная плата цифрового ввода/вывода, выполненная в стандарте PCI со скоростью передачи 12 Мб/с.

Отклик супермодуля на прохождение релятивистского мюона 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. 1.13.

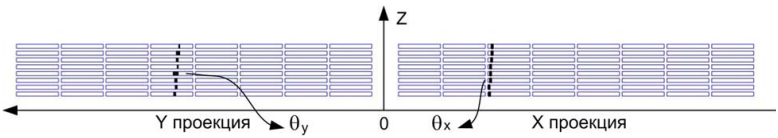

Рис. 1.13. Отклик супермодуля годоскопа на прохождение одиночного мюона

Параметры трека (два проекционных угла) реконструируются в режиме реального времени посредством программного обеспечения, основанного на технологии гистограммирования в каждой проекционной плоскости, и накапливаются в двухмерном 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.

К концу 2007 г. в составе установки УРАГАН работало в режиме регистрации мюонов три супермодуля. На рис. 1.14 приведен пример синхронной регистрации вариаций интегральной интенсивности потока мюонов за месячный период времени. Четвертый супермодуль находился на стадии сборки и наладки.

Видно, что все три супермодуля работают практически одинаково. Это повышает статистическую точность и, что более важно – достоверность измерений: возникающие вариации одинаково наблюдаются во всех годоскопах. Статистическая точность полномасштабной установки УРАГАН на порядок превышает точность данных годоскопа ТЕМП.

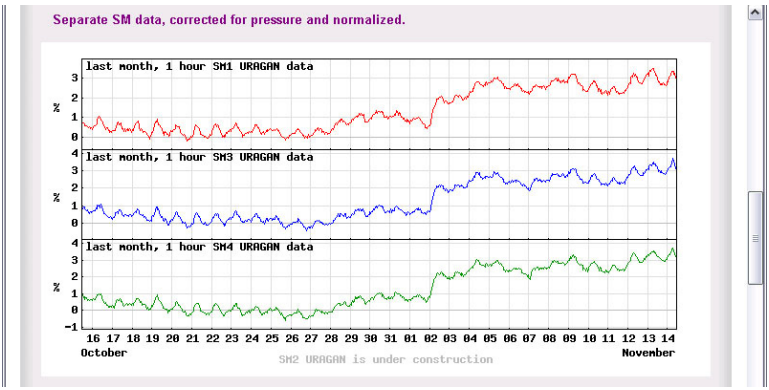

Рис. 1.14. Вариации интенсивности мюонов, измеренные с помощью трех супермодулей установки УРАГАН в режиме синхронной регистрации

Таким образом, можно отметить, что годоскопы являются многоцелевыми приборами нового поколения для проведения автоматизированных долговременных экспериментов по мониторингу окружающей среды с возможностью получения результата в режиме реального времени.

Вопросы и задания для самостоятельной работы:

Раздел 1.1

1. В каких реакциях взаимодействия ГКЛ образуются мюоны?
2. Что представляют собой нейтронные мониторы и мюонные телескопы?
3. Какая информация регистрируется с помощью мюонных годоскопов?
4. В чем состоит аналогия рентгеновской и мюонной диагностики?
5. Для каких природных явлений и процессов применима мюонная диагностика?

Раздел 1.2

1. Рассмотрите кинетическое уравнение для спектра мюонов. Какие члены отвечают за распад мюонов и ионизационные потери энергии?
2. Как зависит от зенитного угла спектр мюонов, регистрируемый на уровне Земли?
3. Оцените энергию мюона на уровне генерации, если он попадает в установку под зенитным углом $\theta \approx 60^0$ с энергией 1 ГэВ.
4. Почему при высокой энергии (>10 ГэВ) траектории трех поколений частиц ($p \to \pi \to \mu$) практически лежат на одной траектории?
5. Оцените угол многократного рассеяния мюонов в атмосфере, если их энергия в точке генерации равна: 10, 100 ГэВ.

Раздел 1.3

1. Какие физические параметры определяют характеристики сцинтилляционных счетчиков-стрипов?
2. Как определяется эффективность срабатывания протяженных счетчиков?
3. Как формируются снимки-матрицы пространственной интенсивности потока мюонов?
4. Какая информация сохраняется и теряется при регистрации потока мюонов в виде снимков-матриц?
5. Зачем в годоскопе ТЕМП предусмотрен нижний ряд счетчиков, отделенных слоем свинцового фильтра?

Раздел 1.4

1. Как формируется «мастер» для регистрации мюонов в ТЕМПе?
2. С какой точностью надо измерять односекундный интервалы экспозиции, чтобы его погрешность давала вклад менее 0,1% в статистическую точности измерения числа мюонов КЛ?
3. За счет чего в годоскопе «мертвое» время системы регистрации составляет маленькую величину (1,3 мкс)?
4. Чему равен просчет мюонов КЛ для мертвого времени, равного 1,3 мкс?
5. Что означает и в чем преимущество промежуточной буферной памяти типа FIFO?

Раздел 1.5

1. Как можно контролировать эффективность отдельных каналов регистрации (с учетом счетчиков годоскопа) в процессе непрерывного набора статистики?
2. Как сосчитать число случайных совпадений по загрузке отдельных каналов регистрации?
3. К какому эффекту может приводить увеличение длительности сигналов от счетчиков и схемы совпадений при формировании мастера?
4. Могут ли метеоэффекты завысить измеримую дисперсию в нестабильности работы установки?
5. Как проводится калибровка эффективности счетчиков-стрипов с помощью дополнительных калибровочных счетчиков?

Раздел 1.6

1. Как работают газонаполненные счетчики-стрипы с ограниченным развитием лавин (стриммерный режим)?
2. Как получаются двухмерные координаты прохождения мюонов в одномерных длинных счетчиках?
3. Почему площадь установки на основе супермодулей можно наращивать, используя «фиксированную» систему регистрации установки УРАГАН?
4. В чем состоит назначение таймер-часов в установке?
5. В чем преимущество новой установки УРАГАН перед годоскопом ТЕМП?

II. МЕТОДИКА АНАЛИЗА ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ

2.1. Вычисление полиномиального тренда

При анализе временных рядов вариаций потока космических лучей f(t) будем исходить из общго предположения, что их можно представить в виде суммы нескольких аддитивных компонент:

$$f(t) = f_{tr}(t) + f_p(t) + f_{ar}(t) + \varepsilon(t),$$

где: $f_{tr}(t)$ – медленная нерегулярная составляющая, называемая трендом;

$f_p(t)$ – периодическая компонента (не обязательно гармоническая) или сумма нескольких подобных компонент;

$f_{ar}(t)$ – быстрые нерегулярные малые вариации, которые включают в себя все, что не укладывается в принятую модель для периодических компонент;

$\varepsilon(t)$ – случайная составляющая, которая описывается случайным процессом определенного типа (например, пуассоновским).

Из математики известно, что функции вида $f(t) = f_{tr}(t) + \varepsilon(t)$ хорошо описываются в рамках теории аппроксимации (при малом вкладе $\varepsilon(t)$) или методом наименьших квадратов (при больших $\varepsilon(t)$); для $f(t) = f_p(t)$ хорошо работает теория гармонических рядов Фурье. Однако для функции вида $f(t) = f_p(t) + \varepsilon(t)$ при больших значениях $\varepsilon(t)$ теория фурье-анализа становится мало эффективной для выявления полезных сигналов. Для функций вида $f(t) = f_{tr}(t) + f_p(t)$ при отсутствии априорной информации о характере тренда выявление полезных сигналов также становится затруднительным. В этом случае могут возникать искусственные высокочастотные периодичности в ряду остатков или, наоборот, уничтожаться существующие компоненты.

Ряды счета мюонов КЛ не являются стационарными. Даже при спокойной гелиообстановке, когда поток КЛ практически постоянен и изотропен, могут возникать вариации вторичных атмосферных мюонов за счет метеоэффектов. В экспериментах с нейтронными мониторами метеоэффекты учитываются достаточно просто за счет коррекции интенсивности на изменение полного столба атмосферного давления, которое синхронно измеряется в месте расположения установки. Температурный эффект для ядер-

ноактивной компоненты мал. Поэтому не требуется вносить температурные поправки в данные нейтронных мониторов.

Аналогично проводится коррекция потока мюонов на барометрический эффект. Для исправления данных по мюонам на температурный эффект, надо знать распределение температуры атмосферы по высоте. Измерение приземной температуры, по аналогии с давлением, не отражает температуру столба атмосферы даже в среднем. Это вносит методические неопределенности в анализ вариаций временных рядов потока мюонов.

Колебания давления и температуры приводят к медленным изменениям интенсивности мюонов на протяжении суточных отрезков времени. В дальнейшем на суточных временных рядах будет проводиться частотный анализ, который требует стационарности (среднее значение и дисперсия должны оставаться постоянными на любом участке ряда). Для корректной подготовки временных рядов к фурье- и вейвлет-анализу предварительно вычисляется медленный тренд чисто математическими методами, без учета метеоэффектов.

Имеется много различных способов вычисления тренда, однако не существует универсального рецепта, пригодного для анализа временных рядов различных физических процессов. В данном случае изучаются сравнительно высокочастотные вариации в поведении интенсивности мюонов, с периодами от двух минут до нескольких часов. Минимальный период (2 мин) ограничен дискретностью шага измерений по времени (1 мин). Максимальный период обусловлен решением физических задач, связанных с высокочастотными вариациями КЛ.

С математической точки зрения функция счета мюонов y_i измеряется равномерно по времени t_i (с постоянным шагом $t_i = i \times \tau$, где τ – интервал времени) и имеет практически одинаковые веса ($\sim 1/\sigma_i^2$) в пределах каждого ряда матрицы, обусловленные статистической точностью. При этом вариация счета мюонов составляет несколько процентов и поэтому мало влияет на изменение веса в отдельных точках временного ряда. Для рядов такого типа наиболее оптимально вычислять тренд $f_l(t)$ с помощью ортогональных полиномов Чебышева с показателем степени не выше l:

$$f_l(t) = K_0\psi_0 + K_1\psi_1(t) + \ldots K_l\psi_l(t),$$

где $\quad K_0 = \sum y_i / n; \ldots \qquad K_l = \sum y_i\psi_l(t_i) \Big/ \sum \psi_l^2(t_i)$.

Суммирование проводится по всем точкам ряда i: от 1 до n. Значения показателя степени полинома l могут быть от 0 до (n–1). Первые два полинома записываются в виде:

$$\psi_0(t) = 1; \qquad \psi_1(t_i) = t_i - \frac{n+1}{2}.$$

Ортогональные полиномы более высоких степеней получаются по рекуррентной формуле:

$$\psi_{l+1}(t) = \psi_1(t) \times \psi_l(t) - \left[l^2 \Big/ \left(n^2 - l^2\right) \Big/ \left(4\left(4l^2 - 1\right)\right)\right] \times \psi_{l-1}(t).$$

Полиномы Чебышева обеспечивают достаточно равномерное приближение к экспериментальным точкам y_i на всем отрезке времени экспозиции.

Вычисление тренда проводится последовательным увеличением степени полиномов l, при этом подсчитывается среднеквадратичная дисперсия на всем интервале ($1 \le i \le n$):

$$M_l = \sum \left[f_l(t_i) - y_i \right]^2.$$

На рис. 2.1 приведен пример поведения M_l для ряда длительностью 5 часов. Видно, что при $l \simeq 3 \div 4$ происходит резкий спад величины M_l, после которого среднеквадратичная дисперсия плавно убывает.

Наилучший порядок значения l определяется с помощью критерия Фишера. Для этого на каждом шаге по l находится оценка дисперсии аппроксимации, приведенная к одной степени свободы: $S_l^2 = M_l \Big/ \left(n - (l+1)\right)$. Значение S_l^2 сопоставляется с величиной S_{l-1}^2 оценки дисперсии на предыдущем шаге по l.

Если $S_{l-1}^2 > S_l^2$, при условии $\left(S_{l-1}^2 / S_l^2\right) > F_{1-\alpha}\left(n-l, n-l-1\right)$, то разница дисперсий значима и порядок полинома l надо увеличить.

В противном случае, нужно остановиться на полиноме (l – 1) порядка. Переменная $F_{1-\alpha}$ есть функция Фишера. Такое сравнение значимостей справедливо для нормального распределения погрешностей. Дальнейшее повышение степени полинома приведет к уменьшению чувствительности метода для выделения случайной компоненты. Полином с максимально возможным показателем степени пройдет практически через все экспериментальные точки, и случайная компонента не будет идентифицирована.

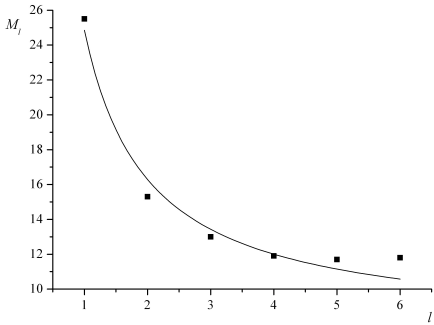

Рис. 2.1. Результат аппроксимации временного ряда мюонов $N_\mu(t)$ полиномами Чебышева различной степени l. Величина M_l – сумма квадратов отклонений (условн. ед.) между полиномом и экспериментальными данными временного ряда

Практически для большинства случаев значение l можно брать равным 3–4, а длина рядов изменяется по i в пределах 180–300 точек, что соответствует времени экспозиции 3–5 часов.

На рис. 2.2 приведен пример обработки трехчасового временного ряда: вычисление тренда, выделение остатков ряда (центрирование) $\Delta y_i = y_i - f_l(t_i)$ и их нормализация $\Delta y_i / \sigma$. Величина σ – среднеквадратичное отклонение в ряду. Остатки ряда Δy_i хорошо согласуются с гауссовым распределением. Данные рисунки относятся к счету мюонов в относительно спокойных условиях в гелиосфере и атмосфере Земли.

Интенсивность мюонов во временной последовательности отдельных ячеек матричных данных $N_{ik}(t)$ представляет собой сово-

купность независимых временных рядов, которые преобразуются в нормированные ряды $n_{ik}(t)$:

$$n_{ik}(t) = (N_{ik}(t) - f_l(t)) / \sigma_{ik} .$$

Матрицы $n_{ik}(t)$ получаются свободными от угловой зависимости потока атмосферных мюонов (~ $\cos^2 \theta$) и влияния светосилы установки, которая изменяется при разных углах регистрации частиц.

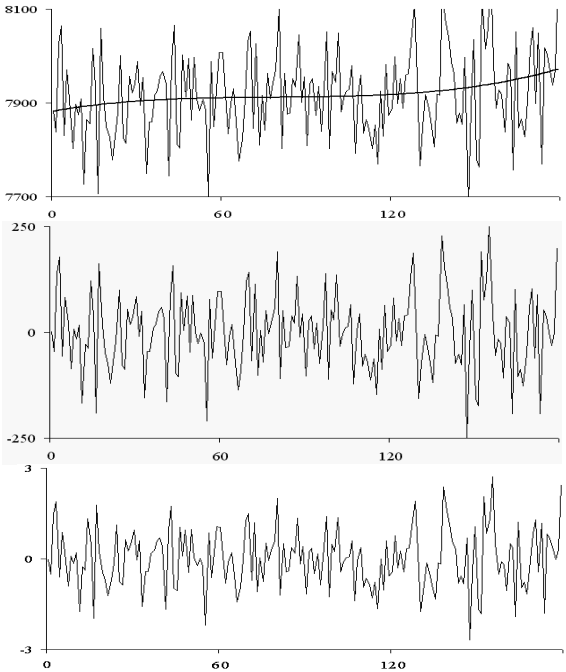

Рис. 2.2. Пример выравнивания трехчасового временного ряда матричных данных $N_{ik}(t)$. Верхний график – исходный ряд и полином Чебышева третьей степени; средний – центрированный временной ряд (остатки); нижний – нормированный временной ряд

На рис. 2.3 приведены примеры исходной $N_{ik}(t)$ и нормированной $n_{ik}(t)$ матриц для определенного момента времени.

Данные $n_{ik}(t)$ отражают пуассоновский характер потока КЛ для спокойных условий. Видно, что в условиях спокойного состояния гелиосферы, магнитосферы и атмосферы Земли на нормированных снимках-матрицах $n_{ik}(t)$ отсутствуют какие-либо непрерывные области с выделенными значениями превышения (или недостатка) в потоке космических лучей. На снимке «пуассоновская рябь»

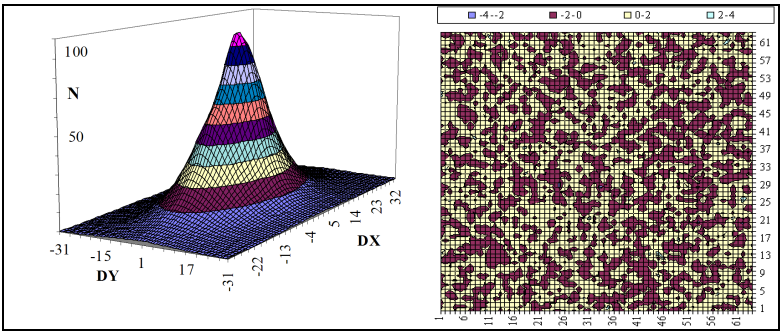

Рис. 2.3. Слева – матричные данные N_{ik} интенсивности мюонов (64×64 ячейки центральной части матрицы) установки ТЕМП. Контуры соседних полос соответствуют изменению потока мюонов на 10% от его максимальной величины; справа – та же матрица пространственной интенсивности мюонов в относительных отклонениях n_{ik} для спокойных условий в гелиосфере и атмосфере Земли. Темный цвет: данные $n_{ik} < 0$; светлый – $n_{ik} > 0$

(флуктуации относительно среднего уровня в большую и меньшую сторону) распределяется равномерно по всей площади снимка. Это соответствует фоновому состоянию в мюонной диагностике – отсутствию высокоэнергичных динамических возмущений в окружающей среде.

2.2. Оконное преобразование Фурье

Короткопериодные вариации интенсивности КЛ могут нести информацию о динамических процессах из тех областей гелиосферы, магнитосферы и атмосферы Земли, которую они пересекают при своем распространении до попадания в детектор. Как правило,

амплитуда таких вариаций мала и не превышает статистических ошибок измерения интенсивности в отдельных точках временного ряда. Поэтому требуется применять специальные методы для выявления «скрытых периодичностей». После приведения временных рядов к стационарному виду возможно применение широко распространенного фурье-анализа.

Известно, что классический метод периодограмм не применим при изучении непродолжительных процессов, поскольку они происходят за конечный отрезок времени и их частотные характеристики могут изменяться за время наблюдения. В этом случае, даже с увеличением длины временного ряда, дисперсия частотной фурье-характеристики не будет уменьшаться. Разработан ряд методов с целью снижения дисперсии периодограммы за счет усреднения обычных и модифицированных периодограмм. Наиболее приемлемо использование метода Блэкмана-Тьюки, который дает практически наименьшую дисперсию при высоком частотном разрешении. В этом методе периодограмма $S(f)$ или функция спектральной плотности (также используется название плотность спектра мощности – ПСМ) получается в результате применения преобразования Фурье к корреляционной функции $R_x(t)$, путем введения запаздывающего окна $W(k)$, где $0 \le k \le M$, где M – ширина временного окна.

Достоинством фурье-анализа со сглаживающим окном является несмещенность оценки спектральной плотности, которая стремится к математическому ожиданию при увеличении длины ряда N, а ее дисперсия D уменьшается до нуля при большом N:

$$D = b \times S^2 \times M / N ,$$

где параметр $b \le 1$ и зависит от типа окна $W(k)$.

Для стационарного нормированного временного ряда $y(i)$ (в диапазоне $1 \le i \le N$) вычисление спектральной плотности $S(f)$ по методу Блэкмана-Тьюки сводится к ряду последовательных процедур. Сначала подсчитывается автоковариационная функция $R_y(k)$:

$$R_y(k) = \left[\sum_{1}^{N-k} y(i) \times y(i+k) \right] \times \frac{1}{(N-k)},$$

где $0 \le k \le M$. Суммирование проводится в пределах временного окна. Затем выполняется сглаживание функции $R_y(k)$:

$$S_y(k) = R_y(k) \times W(k)$$

во всем интервале окна ($0 \le k \le M$), где $W(k)$ – одно из распространенных окон типа: Хэмминга, Хеннинга, Парзена и др. В конце вычисляется плотность спектра мощности для разных частот f фурье-преобразования:

$$S(f) = \tau\left[S_y(0) + 2\sum_{1}^{M-1} S_y(k) \times \cos(2\pi fk\tau) + S_y(M) \times \cos(2\pi fM\tau)\right],$$

где τ – интервал времени между соседними точками временного ряда $y(i)$. Частоты f лежат в диапазоне $0 \le f \le 0{,}5\tau$. Если принять $\tau = 1$, то максимальная частота $f^{\max} = 0{,}5$ – частота Найквиста, соответствующая минимальному измеримому периоду $T^{\min} = 2\tau$ (в данном случае – $T^{\min} = 2$ минуты). Метод Блэкмана-Тьюки, с учетом процедуры сглаживания по частотам, обладает высоким частотным разрешением $\Delta f \approx 1/\tau M$, которое слабо зависит от вида сглаживающего окна W.

Для гауссовских временных рядов $y(i)$ статистическое распределение функции спектральной плотности $S(f)$ хорошо согласуется с χ^2-распределением с числом степеней свободы равным $2 \times N/(M \times \alpha)$, где α – коэффициент порядка единицы, значение которого связано с видом сглаживающего окна W. Для окна Хэмминга значение $\alpha \simeq 0{,}8$. Теоретическое значение спектральной плотности $S(f)$ для нормированного гауссовского временного ряда является постоянной величиной, равной $1/(2\pi) = 0{,}16$ на всех частотах (белый шум), со стандартным среднеквадратическим отклонением σ_s, равным:

$$\sigma_s = S \times \sqrt{\alpha \times M/N}\ .$$

В отсутствие возмущений, временные ряды интенсивности мюонов хорошо согласуются с гауссовским характером флуктуаций, а распределение амплитуд спектральной плотности $S(f)$ подчиняется χ^2-распределению. Появление гармонического колеба-

ния во временном ряду $y(i)$ будет приводить к увеличению амплитуды функции спектральной плотности $S(f_0)$ на отдельной частоте f_0 – мощности волны. Ее достоверность достаточно легко оценить как отклонение в χ^2 -распределении.

Фурье-анализ при хорошем частотном разрешении, в отличие от вейвлет-преобразования, не обладает временной локализацией волнового процесса. При получении функции спектральной плотности $S(f)$ проводится усреднение по всему отрезку времени заданной экспозиции. Частично этот недостаток можно преодолеть применением дополнительного временного окна, составляющего часть полного рассматриваемого времени экспозиции. Например, можно брать небольшое временное окно продолжительностью 3–5 часов (временной ряд 180–300 одноминутных точек $y(i)$) при полной суточной экспозиции. В этом окне времени выполняется фурье-анализ, затем проводится временной сдвиг (например на 10–15 минут) и снова вычисляется спектральная плотность. Эта процедура рекурентно повторяется вдоль всего суточного ряда. Такой метод расчетов, в виде спектрально-временного анализа (СВАН), получил широкое распространение в различных областях физики, включая исследования динамических процессов в КЛ.

2.3. Вейвлет-анализ

Рассмотренный выше метод фурье-анализа применим для стационарных временных рядов, в которых величина среднего значения функции $y(t)$ и дисперсия (или среднеквадратическое отклонение σ) остаются постоянными на всей длине исследуемого интервала времени. Как правило, большинство гео- и гелиосферических процессов претерпевают эволюцию во времени, что приводит к изменению амплитуды вариаций и частоты соответствующих временных рядов. В этом случае для анализа процесса лучше применять методику вейвлет-преобразований, развитую в последние годы.

Фактически, вейвлет-преобразование аналогично фурье-анализу при разложении исследуемой функции по базовым негармоническим функциям солитоноподобного типа: $\Psi_{ab}\left(\frac{t-b}{a}\right)$.

Функция Ψ_{ab} представляет собой короткий волновой пакет, полная площадь которого (интеграл по времени при фиксированных значениях a, b) равен нулю. Вейвлет (wavelet – короткая волна, или всплеск) Ψ_{ab} локализован во времени и максимален в области времени $t \approx b$. Изменение параметра b позволяет «перемещать» функцию-анализатор Ψ_{ab} по оси времени. Параметр a характеризует масштаб вейвлета. Начальный материнский вейвлет устроен так, что при уменьшении масштаба всплеск сжимается и локализуется в пространстве с преобладанием высокочастотной составляющей. При увеличении a – всплеск расширяется и его частота уменьшается. Для любого момента времени изменение a позволяет найти наилучшую корреляцию вейвлета с небольшим куском временного ряда $y(t)$.

В последние годы разработано много типов материнских вейвлетов, образующих ортонормированные системы различной формы. В качестве примера можно привести материнский вейвлет Морле, имеющий форму синусоподобного цуга, спадающего на концах:

$$\Psi(t) = e^{i\omega_o t} \cdot e^{-t^2/\alpha^2}; \qquad \Psi(\omega) = \alpha\sqrt{\pi}e^{-\alpha^2(\pi-\omega)/4},$$

где ω_o – характерная частота, α – параметр затухания. Функция $\Psi(t)$ описывает вейвлет во временной области, $\Psi(\omega)$ – в частотной области. На рис. 2.4 приведен пример синусоподобного вейвлета Морле и его частотная характеристика.

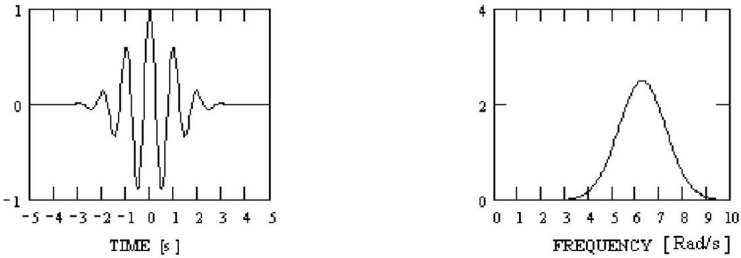

Рис. 2.4. Материнский вейвлет Морле во временной области (слева) и его частотная характеристика (справа)

Из вида вейвлета Морле следует, что с его помощью хорошо выявлять квазипериодические вариации с модуляцией частоты. Прямое вейвлет-преобразование записывается в виде

$$W(a,b)=\frac{1}{\sqrt{a}}\int y(t)\Psi\left(\frac{t-b}{a}\right)dt\,.$$

Коэффициент $1/\sqrt{a}$ сохраняет норму вейвлета при изменении масштаба a.

Для практических расчетов удобно проводить дискретизацию параметров a и b. Это обычно проводится через степени числа два:

$$a=2^m;\ b=k\cdot 2^m;\ \psi_{mk}=\frac{1}{\sqrt{a}}\Psi\left(\frac{t-b}{a}\right)=\frac{1}{\sqrt{2^m}}\Psi\left(2^{-m}\cdot t-k\right),$$

где m и k целые числа. В этом случае плоскость аргументов (ab) превращается в сетку ячеек (mk). Отдельный вейвлет охватывает определенный частотный диапазон.

Величина $S(a,b)=\left|W(a,b)\right|^2$ – скалограмма (scalogram) является аналогом мощности вариаций для момента времени $t\simeq b$.

Выражение $G(a)=\frac{1}{\Delta T}\int S(a,b)db$ характеризует спектр вариаций и по сути представляет собой аналог сглаженной периодограммы Фурье-преобразования (плотность спектра мощности).

Для получения полной мощности P следует провести суммирование по всем значениям a:

$$P=\int G(a)da\,.$$

Величина P характеризует полную мощность вариаций, просуммированную по всем частотам и сдвигам по времени, в пределах интервала времени усреднения. Для изучения поведения функции P на продолжительном отрезке времени необходимо последовательно вычислять значения P на отдельных интервалах.

2.4. Сингулярно-спектральный анализ

Выше упоминалось, что исследуемые физические временные ряды $y(t)$, как правило, являются нестационарными и имеют тренд,

вид которого изменяется во времени и априорио не известен. Существующий математический аппарат сингулярно-спектрального анализа (SSA) позволяет вычислить и удалить этот тренд из имеющегося набора данных $y(t_i)$ без применения модельных представлений о характере тренда. С помощью метода SSA можно также отделять случайную компоненту (на определенном уровне значимости) от периодической, для дальнейшего более точного анализа характеристик оставшихся одной или нескольких периодических компонент.

Рассмотрим кратко методику анализа одномерного временного ряда $y(t_i)$, образованного последовательностью N равноотстоящих значений функции:

$$y_i = f_i = f\left(i\tau\right), \text{ где i = 1, 2, … } N, \tau \text{ – шаг по времени.}$$

Выбираем число $M < N$, которое определяет длину временного окна. Введем число $k = N–(M–1)$, равное числу векторов разложения при преобразовании временного ряда y_i в двухмерную матрицу:

$$Y = \begin{Bmatrix} y_1 & y_2 & y_3 & \cdots & y_k \\ y_2 & y_3 & y_4 & \cdots & y_{k+1} \\ y_3 & y_4 & y_5 & \cdots & y_{k+2} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ y_M & y_{M+1} & y_{M+2} & \cdots & y_N \end{Bmatrix}$$

Выбор параметра m зависит от характера решаемой задачи.

Далее строится матрица $S = YY^T$, которая получается неотрицательной и симметричной, где Y^T – транспонированная матрица. Собственные значения (λ) матрицы S неотрицательны:
$\lambda_1, \lambda_2, \ldots \lambda_M > 0$. Максимальное число d (из набора i = 1, …, M) для которого $\lambda_i \neq 0$ определяет порядок сингулярного разложения. Матрица S имеет набор ортонормированных собственных векторов: $U_1, U_2, ...U_M$. Можно ввести матрицы вида $V_i = \frac{1}{\sqrt{\lambda_i}} \cdot Y^T \cdot U_i$,

где i = 1, …, M. Эти тройки образуют i-компоненты сингулярного разложения матрицы Y:

$$Y = Y_1 + Y_2 + \ldots + Y_i, \quad \text{где} \quad Y_i = \sqrt{\lambda_i} \cdot U_i V_i^T .$$

Сингулярные числа $\sigma_i = \sqrt{\lambda_i}$ отражают величину вклада отдельных элементарных матриц. Выбирая разные значения (например, $i^{\max} = k$, где $k < M$) в сумме Y_i с учетом убывания вклада значений σ_i можно отсечь случайный шум.

Таким образом, для восстановления матрицы Y может быть использована модель меньшей размерности (например, без учета вклада λ_M):

$$\tilde{Y}_{ij} = \sum_{k=1}^{M-1} U_{ik} \sqrt{\lambda_i} V_{kj} + \varepsilon_{ij} ,$$

где ε_{ij} – остаток, характеризующий случайную компоненту.

По полученной матрице $\tilde{Y}_{ij}$ можно восстановить временной ряд $\tilde{y}_i$, используя математический аппарат SSA (например, программный пакет «Гусеница») и учесть вклад тренда (исключить), а затем провести анализ отдельных гармонических компонент. В этом алгоритме используется тот факт, что при наличии в ряду-остатке $\tilde{y}_i$ гармонических компонент, соседние собственные значения λ_i и λ_{i+1} оказываются близкими по величине (в идеале должны совпадать). При этом трендовая составляющая оказывается непарной, и как правило, отвечает самому большему значению λ_i.

Ниже приведен пример анализа гармонических компонент временного ряда, состоящего из трех синусоид, две из которых имеют целый период (T_1, T_2), а третья (T_3) – дробный:

$$f_n = k_1 \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T_1} n\right) + k_2 \sin\left(\frac{2\pi}{T_2} n\right) + k_3 \sin\left(\frac{2\pi}{T_3} n\right) + x_n ,$$

где $k_1 = 3$, $T_1 = 8$, $k_2 = 2{,}5$, $T_2 = 5$, $k_3 = 2$, $T_3 = 5/12$;
x_n – белый шум. Значения n, точки временного ряда, меняются в пределах $1 \le n \le 120$. Длина ряда небольшая – 120 точек. Обработка проводилась для окна M = 30. В системе SSA имеется визуальная возможность следить за поведением парных соседних значений λ_i и λ_{i+1}. В случае их принадлежности к одному и тому же гармоническому колебанию с постоянной амплитудой на двух-

мерном графике (синус-косинус) должна наблюдаться картина, близкая к правильному T-многоугольнику (типа известных из курса физики фигур Лиссажу). Из рис. 2.5 видно, что для парных значений (λ_1 и λ_2), (λ_3, λ_4) получаются правильные восьми- и пятиугольники, что соответствует $T_1 = 8$ и $T_2 = 5$. Для (λ_5 , λ_6) фигура получается в виде пятиконечной звезды. Фигура в виде звезды получается для дробного периода сигнала. На окружности фиксируются точки, которые соответствуют углам $4\pi/5$, $8\pi/5$, $2\pi/5$, $6\pi/5$, 0. Далее углы повторяются. Таким образом, графики позволяют наглядно, в интерактивном режиме выделять периодические компоненты временного ряда.

При анализе скрытых периодичностей целесообразно проводить комплексный анализ с последовательным применением SSA, вейвлет- или фурье-преобразований. Сначала с помощью SSA можно предварительно «вычистить» временной ряд от тренда и шумовых компонент.

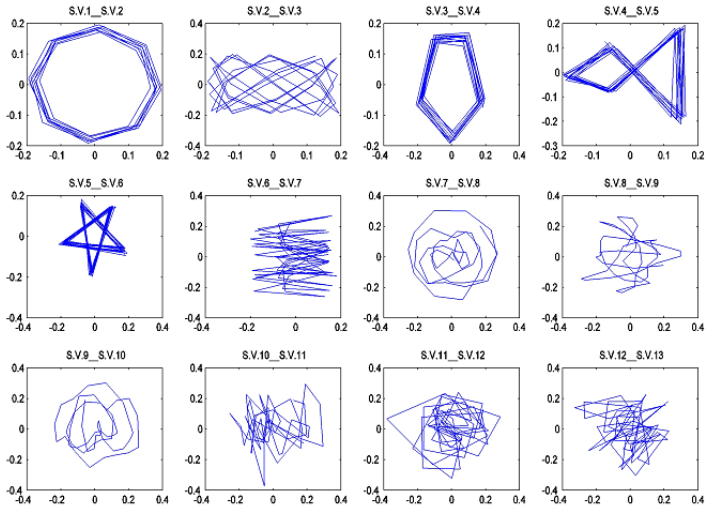

Рис. 2.5. Поведение в зависимости от времени (параметрическое) соседних собственных значений λ_i и λ_{i+1} (слева направо и сверху вниз): начало– λ_1 и λ_2 ; конец– λ_{12} и λ_{13} . Пятиконечная звезда соответствует значениям λ_5 и λ_6

Если оставшийся ряд является стационарным, то затем лучше применять фурье-анализ, который более эффективно выделяет гармонические компоненты. В случае негармонических вариаций, с изменением амплитуды и частоты, вейвлет-преобразование даст лучший результат.

2.5. Анализ синхронных временных рядов

Спектральный анализ нескольких независимых одновременных временных рядов, связанных с одним физическим процессом на частоте f_0, позволяет повысить достоверность выявления «скрытых периодичностей», когда их амплитуда меньше статистических ошибок измерений в отдельных точках рядов. В этом случае в функциях спектральной плотности $S(f)$ для всех рядов должна присутствовать хотя бы небольшая амплитуда $S(f_0)$ над уровнем «шума». При суммировании значений спектральных плотностей средняя амплитуда на частоте f_0 будет только возрастать, а на других частотах произойдет взаимная компенсация шумовых (случайных) амплитуд. В результате величина соотношения сигнал/шум в суммарной спектральной плотности на частоте f_0 должна также увеличиться.

Для получения количественных оценок проведено моделирование этого эффекта с использованием стационарных рядов интенсивности мюонов $N_\mu(t)$ разной продолжительности по времени из матричных данных установки ТЕМП. С этой целью к отдельным временным рядам $N_\mu(t)$ с близкими средними значениями счета $\langle N_\mu \rangle$ добавлялась гармоническая волна с периодом T_0 и амплитудой $A = \text{к} \times \sigma_\mu$, пропорциональной доле среднеквадратичного отклонения в темпе счета мюонов $\sigma_\mu = \sqrt{\langle N_\mu \rangle}$. Затем к всем получившимся рядам вида:

$$y(t) = N_\mu(t) + A \times \sin(2\pi t / T_0)$$

применялась процедура оконного преобразования Фурье. Значения T_0 можно изменять в широких пределах (3 ÷ 50 минут). На рис. 2.6 приведен пример вычисления спектральной плотности для смоде-

лированного ряда *y(t)*. Видно, что на частоте $f_0=1/T_0$ надежно выделяется пик, связанный с гармоническим сигналом.

В табл. 2.1 также представлены величины рассчитанных амплитуд спектральной плотности (в масштабе среднеквадратичных отклонений $S(f_0)/\sigma_s$), которые получены для различного числа временных рядов (1–9) разной продолжительности (1–5 ч) и нескольких значений амплитуд A в (масштабе σ_μ) гармонического сигнала ($0{,}3 \le \kappa \le 1{,}0$) в счете мюонов. Расчеты показывают, что с увеличением «скрытой» в шумах амплитуды сигнала κ и числа рядов синхронных наблюдений, спектральная плотность (мощность сигнала) растет.

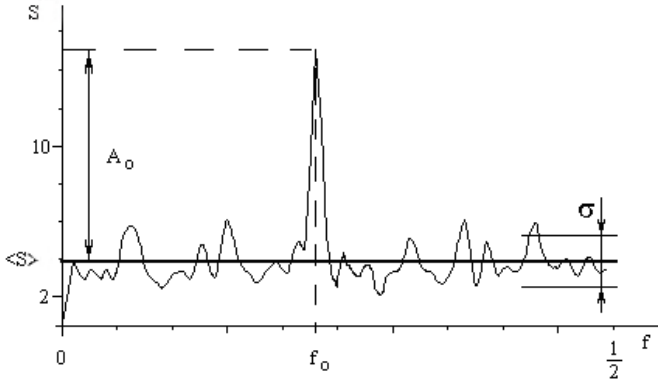

Рис. 2.6. График спектральной плотности для смоделированного временного ряда ($f_0=1/T_0$). Амплитуда модуляции κ = 0,5, период возмущения T_0=4,5 мин. По оси ординат отложена спектральная плотность S, по оси абсцисс – значения частот f в мин$^{-1}$. Значение f=1/2 соответствует частоте Найквиста

В правой части табл. 2.1 (ниже жирной линии) приведены условия на выделение сигнала на уровне $S(f_0)/\sigma_s > 5$). Видно, что при небольших продолжительностях экспозиции 3–5 ч можно выделять «скрытые» гармонические сигналы в интенсивности мюонов с амплитудами $A \approx (0{,}4 - 0{,}5)\times\sigma_\mu$ от статистической точности счета в отдельных точках при регистрации нескольких синхронных временных рядов.

Таблица 2.1

Значения амплитуд спектральной плотности (в масштабе S/σ)

Длина ряда	Число рядов	*к*				
		0,3	*0,4*	*0,5*	*0,7*	*0,9*
1 ч	*1*	0,71	0,86	1,12	1,96	3,09
	4	0,84	1,28	1,84	3,22	4,79
	9	0,86	1,36	1,99	3,51	5,21
3 ч	*1*	0,59	0,20	1,41	4,84	9,18
	4	1,16	2,74	4,70	9,45	14,70
	9	1,46	3,18	5,27	10,20	15,55
5 ч	*1*	1,49	3,55	6,17	12,65	20,04
	4	2,61	5,02	8,00	15,13	22,98
	9	2,56	5,13	8,28	15,77	23,92

2.6. Особенности анализа пространственных вариаций КЛ

Наблюдение вариаций КЛ дифференциально по матричным данным $n_{ik}(t)$ позволяет получить пространственное распределение спектральной плотности (или спектральной мощности волнового процесса) в широкой частотной области и проследить их изменения во времени. Такие данные можно использовать для построения пространственной структуры вариаций космических лучей в различных частотно-временных окнах. С этой целью применительно к частотному анализу вычисляются:

1. Пространственное распределение спектральной плотности частотных вариаций КЛ на любой фиксированной частоте f_0 в виде двухмерной матрицы, которое отражает пространственное распределение мощности волнового поля на частоте f_0:

$$A_{ik}\left(f_0\right) \equiv \left[S\left(f_0\right)\right]_{ik}.$$

2. Полная распределенная в пространстве мощность частотных вариаций КЛ (пространственное распределение мощности волнового поля):

$$P_{ik} = \sum_f \left[S(f) \right]_{ik} ,$$

просуммированная по всему спектру частот.

3. Полная распределенная в пространстве мощность аномально больших частотных вариаций, не связанных с «шумом» от пуассоновского потока КЛ (пространственное распределение аномально большой мощности волнового поля):

$$P_{ik}(\geq \kappa\sigma_s) = \sum_f \left[S(f) \right]_{ik} ,$$

где суммирование по частоте проводится только для аномально больших спектральных амплитуд (к > 3 ÷ 5):

$$\left| S(f) - \overline{S} \right| \geq \kappa \times \sigma_s .$$

4. Полная интегральная мощность частотных вариаций, просуммированная по всем частотам в пределах апертуры (полная мощность волнового поля):

$$P = \sum_{ik} P_{ik} = \sum_{ik} \sum_f S(f) .$$

5. Аномальная часть P, не связанная с вариацией пуассоновского происхождения (полная аномально большая мощность волнового поля):

$$P(\geq \kappa\sigma_s) = \sum_{ik} P_{ik}(\geq \kappa\sigma_s) .$$

Все введенные величины:

$$A_{ik}(f_0),\ P_{ik}(\geq \kappa\sigma_s),\ P_{ik},\ P,\ P(\geq \kappa\sigma_s)$$

можно получать с учетом интенсивности мюонов $n_{ik}(t)$ за определенный отрезок времени (в большинстве физических случаев от несколько часов до суток).

Применение процедуры СВАН или вейвлет-анализа с последовательным сдвигом интервала на Δt (если брать Δt = 15 мин, а

полное время интервала анализа 3 часа – обновление временного ряда происходит приблизительно на 10%) позволяет проследить динамику пространственной мощности вариаций КЛ в течение суток (одного оборота Земли) и выделить рекуррентные закономерности при суточном вращении.

Поскольку матричные данные потока мюонов $N_{ik}(t)$ представляют собой двухмерные временные ряды, то к ним можно было бы применить процедуру обработки по алгоритму двухмерного фурье-анализа. Но надо учесть специфику конкретных физических явлений, для которых проводится поисковое исследование. Здесь возникает ряд особенностей, делающих неэффективным применение этого алгоритма:

1. Пространственные вариации потока мюонов КЛ, связанные с динамическими процессами в гелиосфере (КВВ, форбуш-эффект, топология ММП и др.) и атмосфере Земли (грозы, ураганы и т.п.), не являются однородными и стационарными – они проявляются локально в пространстве на протяжении небольшого отрезка времени. Неоднородность заметна внутри отдельных групп ячеек в снимках-матрицах широкоапертурного годоскопа, и эти вариации не распространяются на всю видимую часть атмосферы или гелиосферы.

2. Частотные колебания не являются гармоническими применительно к двухмерному анализу. Наблюдаемая частота колебаний зависит от пространственного направления, в пределах снимков-матриц видны биения, происходит передача энергии от одних частот к другим. В этом случае более эффективным должна быть обработка по методике вейвлет-анализа.

3. Временной тренд для различных временных рядов в пределах матрицы является не одинаковым. Выравнивание в среднем может порождать появление ложных (не физических) колебаний при усреднении тренда по всей матрице. В этом случае выравнивание рядов должно проводиться раздельно по областям с применением полиномов Чебышева или методики SSA.

Существует также другая возможность проводить исследования одного колебательного процесса по синхронной регистрации волн в разных датчиках. При этом для улучшения отношения сигнал/шум можно брать произведение функций $S(f)$ спектральной

плотности. Это справедливо, если сигналы всегда наблюдаются во всех датчиках. Такой способ был применен при регистрации в литосфере отдаленных землетрясений с помощью трех разнесенных в пространстве датчиков колебаний земной коры. Метод анализа оправдан, если волна всегда однотипно регистрируется во всех датчиках, иначе эта функция может занулиться. Алгоритм эффективно подавляет случайные шумовые колебания, возникающие в отдельных датчиках. В данном случае мюонной диагностики алгоритм произведения спектральных функций неприменим для полного набора матричных данных ввиду локальности колебаний интенсивности по отдельным группам ячеек, которые заранее неизвестны, и их положение изменяется со временем.

Поэтому на первых этапах применения мюонной диагностики следует проявлять осторожность, чтобы не потерять информацию при обработке матричных данных синхронных временных рядов мюонов космических лучей. Вся информация о частотных колебаниях берется аддитивно.

Вопросы и задания для самостоятельной работы

Раздел 2.1

1. Что такое тренд временного ряда?
2. Какие известны методы выделения тренда временных рядов?
3. В чем состоит преимущество оценки тренда с помощью ортогональных полиномов Чебышева?
4. Как выбирается максимальная степень аппроксимирующих полиномов?
5. Какими свойствами обладает стационарный временной ряд?

Раздел 2.2

1. Что дает фурье-анализ временного ряда интенсивности мюонов космических лучей?
2. Что такое плотность спектра мощности?

3. Почему «плохо работает» фурье-анализ на коротких временных рядах?
4. Зачем в фурье-анализе применяется «временное окно»?
5. В чем особенность применения спектрально-временного анализа (СВАН)?

Раздел 2.3

1. Что такое вейвлет-анализ? В чем состоит его отличие от фурье-анализа?
2. Что такое материнский вейвлет, семейство вейвлетов?
3. В каком случае целесообразно использовать вейвлет Морле?
4. Как определить мощность волнового процесса в вейвлет-анализе?
5. Применим ли вейвлет-анализ для нестационарных, негармонических рядов?

Раздел 2.4

1. Для каких рядов применим метод SSA?
2. Как выделять тренд из экспериментального временного ряда?
3. Как «очистить» временной ряд от шумовой компоненты?
4. В чем состоит методика анализа «Гусеница»?
5. Можно ли применять совместно метод SSA, фурье- и вейвлет-анализ? В каких случаях это целесообразно делать?

Раздел 2.5

1. Почему при регистрации скрытых периодичностей в синхронных временных рядах удается более надежно идентифицировать гармонические сигналы, чем в отдельном ряду?
2. Как можно составить алгоритм для модельного эксперимента регистрации скрытых сигналов различных амплитуд?
3. Какому статистическому закону подчиняется распределение числа мюонов космических лучей при среднем значении меньше 10 отсчетов?
4. Какому статистическому закону подчиняется распределение числа мюонов космических лучей при среднем значении больше 100 отсчетов?
5. Что означает утверждение типа «достоверность регистрации событий находится на уровне не хуже 0,95»?

Раздел 2.6

1. Как вычисляется пространственное распределение плотности спектра мощности на фиксированной частоте по матричным данным?
2. Как вычисляется полное пространственное распределение частотных вариаций по матричным данным?
3. Как вычисляются суммарные частотные вариации по матричным данным?
4. Как вычисляются аномально большие пространственно-временные частотные вариации потока КЛ по матричным данным?

III. СОЛНЕЧНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

3.1. Распространение СКЛ в межпланетном поле

Во время мощных солнечных вспышек часто появляются высокоэнергичные протоны. Их энергия простирается до сотен МэВ, а иногда регистрируются СКЛ в области энергии 1 ÷ 10 ГэВ. Тем не менее, существуют физические предпосылки, указывающие на возможность ускорения протонов вплоть до 100 ГэВ и выше. Поток таких частиц должен быть небольшим и анизотропным, что определяет особенность их выделения на общем фоне ГКЛ. Поэтому важно понять закономерности распространения СКЛ высоких энергий в ММП до орбиты Земли.

После выхода СКЛ за пределы солнечной короны движение высокоэнергичных протонов ($T \le 10$ ГэВ) в основном происходит вдоль линии ММП, с учетом ларморовского вращения и слабого рассеяния на неоднородностях магнитного поля. В первом приближении задачу можно решать численно как бесстолкновительное распространение заряженных частиц в неоднородном поле. Квазистационарное усредненное межпланетное магнитное поле, источником которого является Солнце, достаточно хорошо описывается моделью Паркера. Предполагается, что силовые линии магнитного поля совпадают с потоком солнечного ветра. Напряженность поля выражается простыми формулами:

$$B_r = B_{ae} \Big/ \left(r / R_{ae}\right)^2; \;\; B_\theta = 0; \;\; B_\varphi = -B_r \times r\left(\omega/u\right)\sin\theta,$$

B_r и B_φ – радиальная и азимутальная компоненты магнитного поля;
B_{ae} – напряженность на расстоянии 1 а.е. (на орбите Земли $B_{ae} \approx 2\times10^{-5}$ Гс);
r – расстояние, выраженное в астрономических единицах ($R_{ae}=1{,}5\times10^{13}$ см);
u – скорость стационарного солнечного ветра (300 ÷ 400 км/с);
ω – частота вращения Солнца ($2{,}7\times10^{-6}$ с);
θ – зенитный угол (для плоскости эклиптики $\theta \simeq 90^\circ$).

Вблизи плоскости эклиптики силовые линии ММП, согласно модели Паркера, имеют вид спирали Архимеда. Параметрически, в

зависимости от времени t, спираль Архимеда записывается в виде выражений: $r = u \times t$, $\varphi = \omega \times t$, что означает равномерное движение точки по радиус-вектору и равномерное вращение вокруг центра. Принимая Солнце за центр координат и учитывая, что спираль Архимеда «закручивается» в противоположную сторону от направления вращения Солнца, можно получить

$$r = R_{ae} - \frac{u}{\omega}(\varphi - \varphi_{ae}).$$

На орбите Земли угол между радус-вектором r_{ae} и напряженностью магнитного поля B_{ae} получается равным:

$$\varphi_{ae} = \frac{\omega R_{ae}}{u} \approx \frac{2,7 \cdot 10^{-6} c^{-1} \times 1,5 \cdot 10^{13}\,\text{см}}{500\text{км/с}} \approx 45^0 .$$

Ниже рассмотрены траектории движения протонов в широкой области возможных и гипотетических энергий (0,1 – 1000 ГэВ), вылетающих под разными питч-углами θ_0 с поверхности «условной сферы» радиусом r_0, превышающим радиус Солнца в несколько раз. Это означает, что на начальном участке (до расстояния r_0) движение протона считалось радиальным. Задача решается с учетом релятивистских формул движения методом последовательного перехода из системы координат, связанной с Солнцем, в систему, где одна из координат (x') сонаправлена с вектором напряженности поля B в точке положения протона r. В новой системе координат за малое время Δt частица перемещается равномерно вдоль x' и за счет вращения с ларморовским радиусом R_Λ поворачивается на небольшой угол в перпендикулярной плоскости (y', z'). Затем вычисляется приращение координат частицы и совершается обратный переход в исходную систему с изменившимися координатами $(r + \delta r)$. После этого процесс циклически повторяется. Шаг по интервалу времени Δt выбирается из условия сохранения адиабатической инвариантности:

$$(\Delta B/\Delta t)/B \ll \omega_\Lambda;\ (1/B) \times |\Delta B/\Delta r| \ll 1/R_\Lambda ,$$

где ω_Λ – ларморовская частота вращения.

Таким методом рассчитан ряд кинематических характеристик движения протонов до орбиты Земли. На рис. 3.1 приведены результаты угловой фокусировки вылетающих протонов в расходящемся ММП. По оси ординат отложен угол φ между радиус-вектором частицы (выходящий из Солнца) и вектором импульса протона на расстоянии 1а.е. Если частица полностью «фокусируется» вдоль ММП, то этот угол φ должен составить 45÷50°, в зависимости от скорости *u* солнечного ветра. Видно, что при энергии СКЛ до 10 ГэВ практически происходит полная фокусировка. При энергии 100 ГэВ расхождение составляет менее 20°. С увеличением энергии фокусировка падает и для энергии 1000 ГэВ она практически отсутствует – вылетающие частицы почти не отклоняются в ММП.

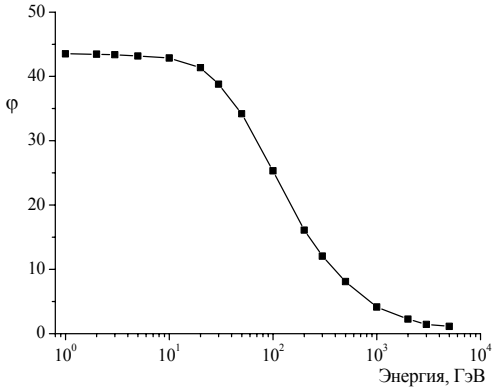

Рис. 3.1. Расчет угловой фокусировки солнечных протонов в зависимости от энергии частиц на расстоянии 1 а.е. Ось X – энергия вылетающих протонов; ось Y – угол между вектором импульса протона и радиус-вектором, проведенным из Солнца в местоположение протона

Рис. 3.2 показывает характер изменения угла ψ между импульсом протона и направлением магнитного поля *B* в точке R_{ae} для частиц разных энергий при движении в ММП, вплоть до орбиты Земли. Расчет выполнен для следующих начальных условий: питч-угол $\theta_0 = 45°$, радиус условной сферы r_0 взят равным пяти солнечным радиусам. Модельные данные приведены для различ-

ных значений диапазона энергий протонов (0,1–1000 ГэВ), вылетающих из Солнца.

Из рисунка видно, что при малых энергиях ($T \leq 1$ ГэВ) частицы в процессе распространения быстро фокусируются (угол ψ стремится к нулю). В области энергий $T \simeq 10$ ГэВ фокусировка ослабляется. Это означает, что первый адиабатический инвариант $I \sim \sin^2\psi / B$ не сохраняется, и пересчет питч-углов (ψ_1 и ψ_2) для разных расстояний (r_1 и r_2) по формуле:

$$\sin\psi_2 = \sin\psi_1 \times \sqrt{B_2(r_2) / B_1(r_1)}$$

становится не правомерным. При дальнейшем увеличении энергии угол ψ постепенно возрастает по мере удаления частиц от Солнца. Уменьшение значений ψ на начальном участке распространения высокоэнергичных протонов объясняется специфической формой линий ММП и не связано с быстрой фокусировкой частиц.

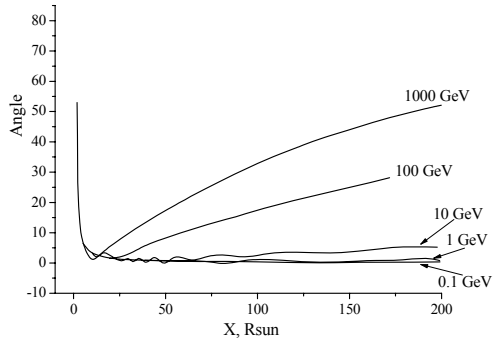

Рис. 3.2. Расчет асимптотического угла ψ при удалении частиц от Солнца. Ось X − расстояние до Земли (в радиусах Солнца, 1 а.е. соответствует 200 радиусам)

Для проверки устойчивости результатов фокусировки проведены аналогичные расчеты для различных начальных условий модельной инжекции: изменялся начальный питч-угловой разброс (0÷40°) и начальное расстояние «включения» фокусирующего ММП ($1 \leq r_0 \leq 20$ радиусов Солнца).

В табл. 3.1 приведены результаты расчетов, из которых видно, что в широком диапазоне начальных условий вспышечные СКЛ достаточно хорошо фокусируются в ММП вплоть до энергий 30– 50 ГэВ.

Таблица 3.1

Зависимость угла (φ) между направлением Солнце–Земля и импульсом протона на 1 а.е.

T, ГэВ	r_0 / θ,°	1	5	10	15	20
1	0	44,9	45,0	45,1	44,7	44,7
	20	45,0	44,6	44,1	46,4	47,2
	40	45,0	45,8	42,9	47,7	48,6
10	0	44,4	44,4	44,3	44,5	43,8
	20	44,3	44,3	45,5	43,2	42,4
	40	44,5	43,5	45,2	42,7	40,3
30	0	40,9	40,8	40,7	41,1	40,3
	20	40,8	40,3	39,9	42,5	39,6
	40	41,0	41,4	42,7	38,0	38,6
50	0	36,1	36,0	35,9	38,1	35,5
	20	36,1	35,6	34,4	34,7	34,3
	40	36,0	35,3	37,1	34,5	32,5
100	0	26,5	26,4	26,4	26,2	26,9
	20	26,4	26,0	25,5	25,0	28,4
	40	26,3	27,4	25,5	23,9	30,2

Таблица показывает, что с точностью до нескольких градусов угол φ оказывается устойчивым по отношению к изменению начальных условий, т.е. независимо от угла вылета солнечные протоны фокусируются в определенном направлении в соответствии с их начальной энергией.

3.2. Регистрация СКЛ в интегральном потоке мюонов

Определение максимальной кинетической энергии протонов T^{max} в СКЛ является одним из важных факторов для понимания

механизма работы природного ускорителя частиц на Солнце. В настоящее время развито много математических моделей ускорения солнечных протонов до энергий несколько ГэВ. Однако для объяснения процессов ускорения при еще больших энергиях существуют лишь качественные феноменологические модели, опирающиеся на косвенные экспериментальные данные, которые указывают на возможность генерации протонов до энергий 100 ГэВ и выше, вплоть до 1000 ГэВ. Они основываются на процессах ускорения в пересоединяющихся силовых линиях магнитного поля в области нейтрального токового слоя.

Современные модельные представления указывают, что в случае генерации протонов во время вспышек скорость коронального транзиента близка к альфвеновской $V_a \leq 2000$ км/с. При быстром пересоединении в токовом слое плазма в него втекает с характерной скоростью $V \approx 0,2 \times V_a$. В таких случаях нижнее корональное магнитное поле может иметь величину $B_0 \approx 500$ Гс. При этих условиях электрическое поле внутри области ускорения может достигать достаточно большого значения:

$$\varepsilon_0 \simeq V \times B_0 / c \approx 3 \times 10^{-1} CGSE \simeq 100 \text{ В/см}.$$

Близкие по величине магнитные поля B_0 действительно наблюдаются в активных областях на Солнце. В рассматриваемом случае возможна максимальная накачка энергии частиц до значений: $T^{\max} \approx e\varepsilon_0 \times L \approx 10^{11} - 10^{12}$ эВ, где L – длина пересоединяющегося токового слоя, составляющая по оценкам многих исследователей порядка 10^{10} – 10^{11} см.

Таким образом, на Солнце может реализоваться динамическая конфигурация полей, способных ускорять протоны до сотен ГэВ. Доля частиц высоких энергий должна быть невелика, и их трудно идентифицировать в наземных установках с большой апертурой при регистрации интегрального потока СКЛ на подавляющем фоне ГКЛ. За последние два солнечных цикла была зарегистрирована одна протонная вспышка с $T^{\max} \approx 30$ ГэВ в СПС 29 сентября 1989 г. (событие GLE# 42). Наземная мировая сеть нейтронных мониторов (более 10 штук) зарегистрировала всплеск интенсивно-

сти амплитудой выше 100%. Их данные даже в интегральном потоке указывали, что $T^{\max} > 15$ ГэВ (экваториальные установки). В это время в Нью-Мехико помимо наземного нейтронного монитора работали два подземных сцинтилляционных телескопа, экранированных разной, достаточно большой толщиной грунта: 35 и 82 м в.э. Телескоп, расположенный под фильтром меньшей толщины (35 м в.э.), зарегистрировал всплеск с амплитудой, равной $1{,}5 \pm 0{,}2$ %. Авторы работы считают, что в этом событии энергия частиц СКЛ была более 25 ГэВ. С тех пор в интегральном потоке не было зарегистрировано столь высокоэнергичных всплесков СКЛ. Межпланетное магнитное поле в сочетании с магнитным полем Земли и слоем атмосферы (эффективная толщина при наклонных траекториях возрастает и зависит от зенитного угла трека $\approx 1000/\cos\theta$ г/см^2) являются хорошим природным спектрометром для регистрации ГКЛ и СКЛ высокой энергии (> 10 ГэВ) по вторичным атмосферным мюонам в цепочке последовательных превращений $p \to \pi \to \mu$, с энергией выше определенного порога регистрации мюонов ($\Delta\varepsilon_\mu$).

В табл. 3.2 приведены расчетные оценки разных авторов для средней энергии первичных протонов ГКЛ (в ГэВ), которым соответствуют мюоны, регистрируемые в телескопах и годоскопах на нескольких высотах (по отношению к уровню земли) под разными зенитными углами θ.

Таблица 3.2

θ	Зенитный угол				
Высота, м	0°	30°	40°	60°	65°
2770	48	–	–	80	–
500	53	58	65	–	–
77	60	65	70	–	110
110 (ТЕМП)	50	61	69	111	132

Оценка средней энергии потока ГКЛ для установки ТЕМП проведена с учетом степенного энергетического спектра с общепринятым показателем степени $\gamma = -2{,}7$ при пороговой энергии

мюонов $\Delta\varepsilon_{\mu} = 0,4$ ГэВ с помощью широко распространенной программы CORSIKA, которая применяется для модельных расчетов в потоке космических лучей. Использовалась одна из последних модификаций кода V6.501 с моделями взаимодействий FLUKA – для $E_{\text{р}} < 80$ ГэВ и QGSJET II– для $E_{\text{р}} > 80$ ГэВ. Из таблицы видно, что с увеличением зенитного угла θ и глубины атмосферы эффективная энергия протонов ГКЛ растет. Это связанно с возрастанием потерь энергии мюонов на ионизацию в атмосфере для наклонных треков, а также выбыванием из пучка низкоэнергичных мюонов за счет распада при увеличении пробега от места их генерации в верхнем слое атмосферы до попадания в наземный детектор. В среднем, расчеты разных авторов близки между собой и указывают на угловую зависимость энергии регистрируемых мюонов. Большим зенитным углам соответствует большая энергия первичных частиц ГКЛ. Слой атмосферы служит экраном для оценки энергии частиц ГКЛ, регистрируемых под разными зенитными углами.

Мощная вспышка, произошедшая 14 июля 2000 г. (GLE=59, или день Бастилии), предоставила возможность провести идентификацию высокоэнергичных солнечных протонов (СКЛ) в мюоном годоскопе как в интегральном потоке, так и по спектрометрической методике – дифференциально по углам. Вспышка произошла на Солнце в области AR # 9077 с координатами N22°W07°. Она наблюдалась в мягком рентгене (по данным спутника GOES) как X5.7 в период с 10:03 по 10:43 UT (максимум излучения 10:24 UT). В этом событии были зарегистрированы СКЛ высокой энергии (больше нескольких ГэВ) мировой сетью НМ в интегральном потоке. На рис. 3.3 приведены сравнительные данные полной интенсивности КЛ (интегральный поток) нейтронного монитора (ИЗМИРАН) и мюонного годоскопа (ТЕМП), расположенных в 40 км друг от друга. Видно, что монитор зафиксировал значительный всплеск. Установка регистрировала ядерноактивные частицы от протонов, минимальный импульс которых превышал 2,4 ГэВ/с (по условию геомагнитного обрезания), за пятиминутные временные интервалы экспозиции. В это время в интегральном потоке мюонного годоскопа ТЕМП не было обнаружено никакого значимого увеличения счета при одноминутной экспозиции. На следующий день (15.07.2000 г.) обе установки практически од-

новременно зарегистрировали форбуш-эффект в виде резкого уменьшения интенсивности потока галактических частиц. Этот форбуш-эффект был обусловлен корональным выбросом потока плазмы, который, приблизившись к орбите Земли, вызвал увели-

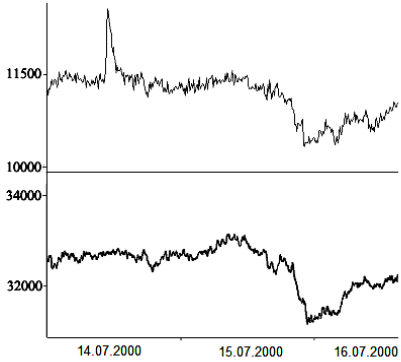

Рис. 3.3. Интегральный поток ГКЛ, зарегистрированный НМ ИЗМИРАН (верхний рисунок) и мюонным годоскопом ТЕМП в период 14−16 июля 2000 г. Пик в данных НМ соответствует СПС 14 июля (10:30 UT)

чение порога геомагнитного обрезания и как следствие – уменьшение числа частиц, преодолевших возросшее магнитное поле.

Следует отметить, что ни один мюонный телескоп из мировой сети также не зарегистрировал какого-нибудь всплеска интенсивности в день Бастилии. Это могло свидетельствовать о жестком энергетическом спектре СКЛ (мало частиц высоких энергий в полном потоке) либо вообще об отсутствии высокоэнергичных частиц в данной вспышке. Ниже будет проведен более детальный анализ этого события.

3.3. Регистрация СКЛ по матричным данным

Для проверки возможности регистрации направленного потока протонов от солнечной вспышки был проведен анализ матричных данных ТЕМПа для события большой мощности, произошедшего 14.07.2000 г. Оно даже получило специальное название −

День Бастилии. Для увеличения статистики по отдельным направлениям рассматривалась интенсивность мюонов в укрупненных ячейках матриц с различным шагом усреднения. Анализ показал, что в одной из ячеек матрицы (размер 8°×8°) во временном ряду из западного направления под зенитным углом $\theta = 60° \pm 4°$ присутствовал всплеск продолжительностью 3 минуты. В течение трех последовательных одноминутных интервалов было обнаружено аномальное превышение в счете мюонов, совпадающее по времени с данными нейтронных мониторов. При среднем счете во временном ряду $\langle N_\mu \rangle = 112$ (для трех минутных интервалов) значение в импульсе оказалось равно 162, что соответствует превышению на величину 4,6 среднеквадратичного отклонения.

Напомним, что интенсивность временного ряда в определенном угловом направлении (фиксированные значения Δx, Δy или i, k) формируется как полное число срабатываний различных счетчиков в четырехкратных совпадениях при определенной позиционной комбинации разности их номеров в верхних и нижних координатных плоскостях (раздел 1.3). Это практически исключает случайную возможность имитации всплеска СКЛ. Кроме того, контроль статистической частоты срабатывания отдельных счетчиков показал, что аппаратура в это время работала в штатном режиме, без каких-либо сбоев.

Оказалось, что одновременно в европейском ядерном центре (ЦЕРН, Швейцария) проводился комплексный эксперимент на установке L3+C, предназначенной для спектрометрирования (в диапазоне импульсов 15 – 2000 ГэВ/с) заряженных частиц как от ускорителя, так и в потоке КЛ. Аппаратура расположена в подземной лаборатории и экранирована сверху грунтом, толщиной 30 м.

В день Бастилии (14.07.2000 г.) в спектрометре, в узком интервале углов (под зенитным углом $\theta \approx 30°$) зарегистрирован тоже всплеск, совпадающий по времени с данными нейтронных мониторов мировой сети. На рис. 3.4 приведены данные ТЕМПа и L3+C для временных рядов счета мюонов в узком угловом интервале. Видны синхронные по времени всплески: на поверхности Земли в Москве ($\theta \approx 60°$) и в ЦЕРНе ($\theta \approx 30°$). Разница в зенитных углах

связана с различными географическими положениями аппаратуры при одинаковом направлении потока частиц СКЛ. Азимутальные углы в обоих случаях имеют западное направление и не совпадают с линией для равновесного ММП (спираль Архимеда). Причина больших азимутальных углов связана с изменением топологии ММП за счет присутствия в окрестности Земли магнитного отражателя в виде облака КВВ, которое успело распространиться от предыдущей эрупции, произошедшей на трое суток раньше – 13:59 UT, 11.07.2000 г.

По данным авторов эксперимента L3+C, для диапазона энергий зарегистрированных мюонов (15–25 ГэВ) энергетический диапазон СКЛ (на уровне 85% всей статистики) лежит в интервале 40 – 100 ГэВ. Оценка интегрального потока СКЛ представлена величиной:

$$I\left(E_p \geq 40\,\text{ГэВ}\right) \leq 2{,}8\times10^{-3}\ \text{см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}.$$

Результаты расчета энергии протонов были получены с помощью программы CORSIKA для жесткого степенного спектра протонов с показателями энергетического спектра $\gamma = -6{,}0$.

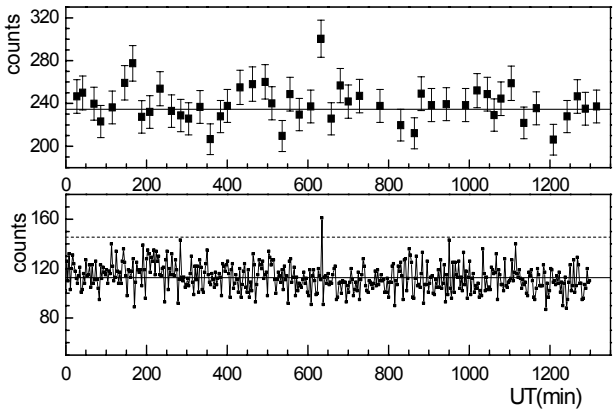

Рис. 3.4. Сопоставление дифференциального (по зенитному углу) счета мюонов в течение суток 14.07.2000 г.: вверху − данные установки L3+C (ЦЕРН); внизу – данные установки ТЕМП (МИФИ). Пунктир – уровень трех среднеквадратичных отклонений

Оценка средней энергии протонов СКЛ, зарегистрированных в ТЕМПе, получилась близкой к величине 50 ГэВ. Это значение также рассчитано с помощью программы CORSIKA (последняя модификация V6.501) при $\gamma = -6{,}0$ под зенитным углом $\theta = 60°$ и пороговой энергией регистрации мюонов $\Delta\varepsilon_\mu = 0{,}4$ ГэВ. Экспериментальные данные по превышению счета мюонов во время вспышки ΔN_μ позволили оценить поток мюонов, который оказался равным:

$$j_\mu = (3{,}8 \pm 0{,}6) \times 10^{-4} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}.$$

Величина j_μ получена с учетом формулы для дифференциальных измерений:

$$\Delta N_\mu = j_\mu \times S \times \Delta\Omega \times \Delta t ,$$

где S – эффективная площадь установки, $\Delta\Omega$ – телесный угол ячейки матрицы, Δt – продолжительность всплеска.

На рис. 3.5 приведены имеющиеся данные по регистрации СКЛ высокой энергии с учетом прямых спутниковых измерений, подъемной аппаратуры на шарах-зондах, наземных нейтронных мониторов. Результаты для максимальной энергии получены с помощью спектрометра L3+C (светлый квадратик) и годоскопа ТЕМП (темный квадратик) в области энергий порядка 50 ГэВ. При оценке потока протонов СКЛ, предполагалось, что коэффициент связи потока высокоэнергичных протонов и мюонов порядка единицы. Это означает, что каждый протон образует в атмосфере Земли один высокоэнергичный мюон, достигающий поверхности, где расположена установка. Пунктиром на рисунке показана верхняя граница ожидаемого потока СКЛ релятивистских энергий. Видно, что все имеющиеся данные по СКЛ не противоречат общим феноменологическим представлениям об электромагнитном механизме ускорения заряженных частиц до высоких энергий с учетом топологии активных областей на Солнце.

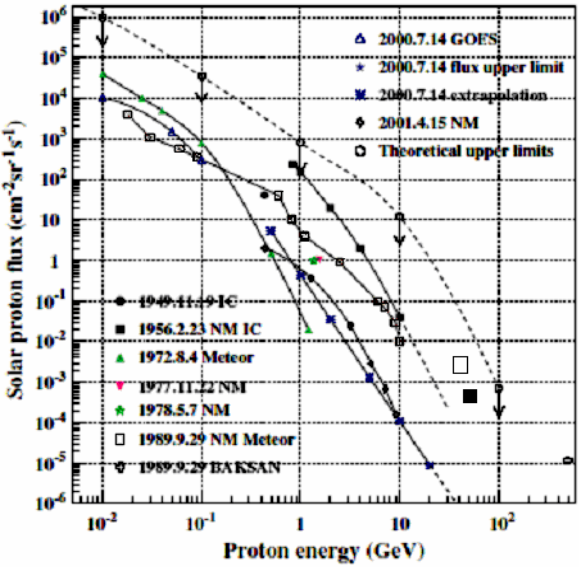

Рис. 3.5. Интегральный энергетический спектр СКЛ высокой энергии, измеренный с помощью установок различного типа. Темный квадрат справа – данные годоскопа ТЕМП.

3.4. Регистрация потока СКЛ в «мюонном свете»

Для метода мюонной диагностики важно убедиться в возможности детального наблюдения пространственного потока высокоэнергичных частиц, рожденных во время солнечной вспышки. Поток таких частиц мал, поэтому требуется аппаратура не только с высоким угловым разрешением, но большой площадью регистрации. Модульный годоскоп УРАГАН удовлетворяет этим требованиям.

Рассмотрим вспышку на Солнце, которая произошла 13 декабря 2006 г. Эта хромосферная вспышка класса 2B/X3.4 (гелиокоординаты S06W24) вызвала всплеск в счете наземных детекторов космических лучей (событие GLE # 70). Сеть нейтронных мониторов (НМ) с порогом меньше 3 ГВ надежно зарегистрировала это событие, максимум которого приходится на 03 часа по UT.

Однако низкоширотные европейские НМ с высоким порогом (5,6 и 8,0 ГВ) не увидели каких-либо превышений в потоке КЛ. Это служит основанием полагать, что энергетический спектр вспышечных протонов в этом событии был жестким.

Наземный мюонный годоскоп УРАГАН также зарегистрировал всплеск в интегральном потоке на уровне (0,61 ± 0,09)%. Следует отметить, что превышение в пике временного ряда составляет всего лишь 0,6% . Однако надежность этого значения оказывается большой и превосходит 6 среднеквадратичных отклонений над средним потоком частиц. Это достигается хорошей статистической точностью измерений за счет большой площади детекторов установки УРАГАН. Годоскоп ТЕМП, расположенный рядом с установкой УРАГАН в цокольном этаже здания под фильтром толщиной 2 м в.э., не показал каких-либо превышений в потоке мюонов. Это может также указывать на жесткий энергетический спектр протонов в данной вспышке (отсутствие протонов высокой энергии). На рис. 3.6 и 3.7 приведен интегральный счет двух мюонных годоскопов в период солнечной вспышки.

Матричные данные, соответствующие вспышке, позволяют наблюдать пространственное распределение потока высокоэнергичных частиц с высоким угловым разрешением. Анализ данных этого события в годоскопе УРАГАН показал, что всплеск интенсивности сосредоточен в небольшом количестве ячеек, расположенных около вертикального направления. Продолжительность всплеска составила около 10 мин.

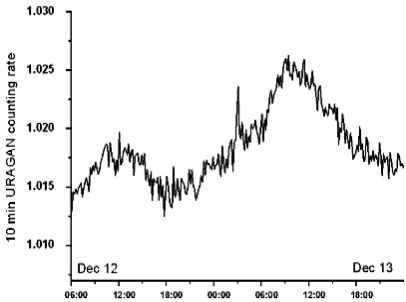

Рис. 3.6. Счет полной интенсивности потока мюонов в установке УРАГАН. В момент времени 03:06 UT 13.12.2006 наблюдается всплеск интенсивности мюонов

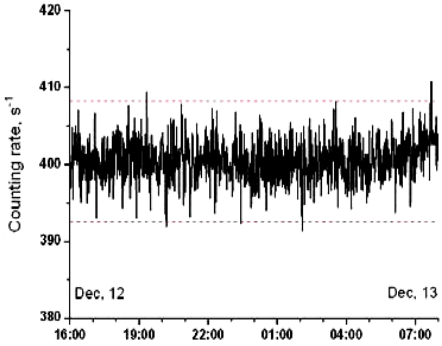

Рис. 3.7. Интегральный счет потока мюонов в установке ТЕМП. Пунктиром проведен коридор ± 3 средне-квадратичных отклонения

На рис. 3.8 приведена последовательность (с интервалом 4 минуты) мюонных снимков-матриц интенсивности СКЛ в период вспышки. Расчеты, приведенные в разделе 3.1, указывают на практически полную коллимацию солнечных протонов до энергии 30−50 ГэВ при их распространении в ММП на расстояние 1 а.е. к орбите Земли. Темным цветом в центре матриц показано пятно с учетом размытия пучка коллимированных протонов в магнитосфере Земли.

Из рисунков видно, что действительно происходит достаточно хорошая фокусировка заряженных частиц при их распространении в магнитном поле внутренней гелиосферы. Апертура годоскопа в это время была направлена по линии ММП, что обеспечило высокую эффективность регистрации события GLE # 70.

Из решения обратной задачи с помощью модифицированного метода глобальной съемки были получены оценки эффективной энергии солнечных протонов в этом событии, которые лежат в диапазоне 5–10 ГэВ.

Короткая продолжительность всплеска в данных мюонного годоскопа (около 10 мин) и резкое затухание по времени указывают на быстрый механизм генерации протонов высокой энергии в этом событии.

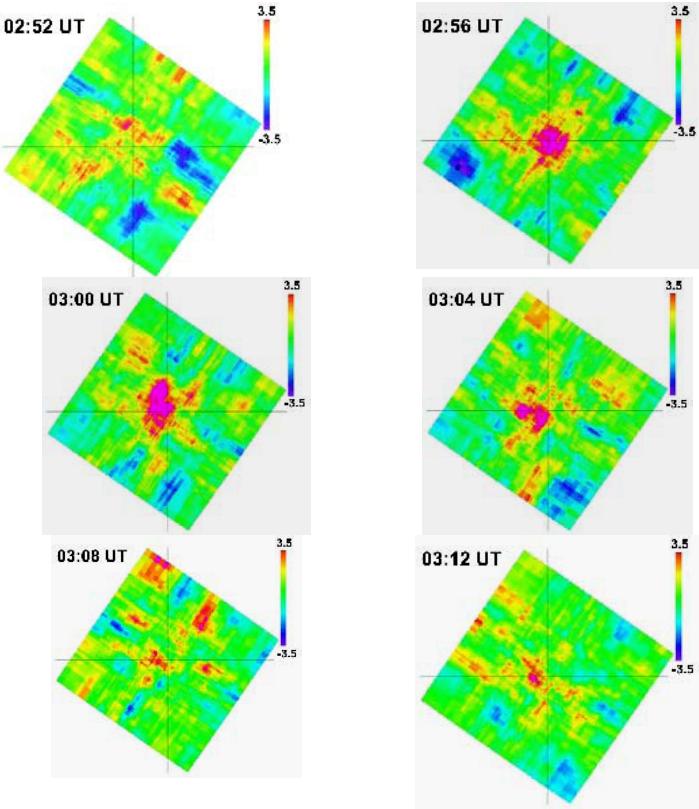

Рис. 3.8. Последовательность снимков-матриц во время GLE#70

Вопросы и задания для самостоятельной работы

Раздел 3.1

1. Какие характеристики гелиосферы описывает спираль Архимеда?
2. Почему происходит фокусировка высокоэнергичных солнечных протонов при удалении от Солнца?

3. Влияет ли магнитное поле в гелиосфере на распространение солнечных нейтронов?
4. По какому закону меняется радиальная составляющая ММП в гелиосфере в зависимости от расстояния?
5. Оцените величины напряженности ММП на орбите Земли, если принять поле на Солнце равным 1 Гс?

Раздел 3.2

1. Что позволяет узнать измерение максимальной энергии протонов солнечных космических лучей во время вспышки?
2. Оцените, до какой максимальной энергии могут быть ускорены протоны во время солнечной вспышки?
3. По какому направлению следует ожидать приход протонов СКЛ с энергией около 10 ГэВ в магнитосферу Земли?
4. Какие максимальные энергии СКЛ были зарегистрированы с помощью мировой сети нейтронных мониторов?
5. Почему в интегральном потоке эффективность регистрации СКЛ с энергией несколько ГэВ выше у нейтронных мониторов, чем у мюонных годоскопов?

Раздел 3.3

1. Опишите феноменологическую модель ускорения протонов на Солнце до ультрарелятивистских энергий?
2. Под каким углом, относительно линии Солнце–Земля, направлена напряженность магнитного поля в гелиосфере на орбите Земли?
3. Как можно наблюдать вспышку протонов с $E \approx 100$ ГэВ в матричных данных мюонного годоскопа?
4. Чем определяется минимальная интенсивность потока вспышечных протонов при их регистрации в «фоновом потоке» ГКЛ с помощью мюонного годоскопа?
5. Как можно оценить интенсивность потока «вспышечных» протонов высокой энергии по матричным данным годоскопа?

Раздел 3.4

1. Чем определяется разница в чувствительности установок ТЕМП и УРАГАН?

2. Почему превышение счета СКЛ на величину 0,6% в установке УРАГАН является значимой величиной?
3. Оказывает ли влияние магнитное поле Земли на движение протонов СКЛ с энергией около 10 ГэВ?
4. Чем обусловлены сильные искажения направления ММП по сравнению со спиралью Архимеда?
5. О чем может свидетельствовать быстрое затухание «вспышки» потока протонов в событии 13.12.2006 г.

IV. ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ОКОЛОЗЕМНОМ КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

4.1. Идентификация корональных выбросов вещества

Импульсная солнечная активность в виде корональных выбросов вещества (КВВ) формируется в короне при быстром изменение конфигурации магнитных полей активных областей. При этом возможны разные механизмы генерации КВВ. В первом случае источником служат протуберанцы (плотные спокойные образования плазмы), простирающиеся от поверхности Солнца в область короны (≈ 30 тыс. км). Часть плазмы как бы «покоится» продолжительное время в деформированном поле магнитных арок. Силовые линии магнитного поля в вершине арок прогнуты вовнутрь и хорошо проводящая плазма удерживается с минимальной потенциальной энергией за счет электромагнитного взаимодействия, подобно веществу в «гамаке» (рис. 4.1).

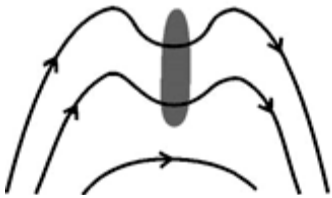

Рис. 4.1. Схема долговременного удержания «сгустка» плазмы в деформированном магнитном поле солнечной короны

Такая геометрия препятствует стеканию плазмы вдоль силовых линий магнитного поля. Плазма может долгое время удерживаться в ловушке. При быстрой перестройке магнитного поля прогиб в линиях исчезает (линии выпрямляются – вытягиваются вверх). Это приводит к ускорению вещества плазмы до скоростей 500–1000 км/с, что является достаточным для преодоления силы тяжести. Происходит выброс замагниченного вещества во внешнее межпланетное магнитное поле (рис. 4.2).

В другом случае подобная эрупция плазмы в виде КВВ может осуществляться во время мощных вспышечных процессов. При перезамыкании силовых линий магнитного поля происходит ускорение заряженных частиц (генерация солнечных космических лучей с энергией ≥ МэВ) и в стягивающихся петлях магнитного поля также происходит формирование плазменных сгустков с последующим выбросом в ММП. В отдельных случаях энергия, уносимая КВВ, может достигать огромных значений ≈ 10^{32} эрг. Как правило, эта энергия распределяется приблизительно поровну между кинетической и магнитной составляющими.

При распространении со скоростью около 500 км/с сгусток плазмы достигает орбиты Земли через трое суток и может вызвать геомагнитные бури и причинить значительный ущерб в техногенной деятельности человеческого сообщества. Часть событий с КВВ имеет значительно более высокую скорость ~1000 км/с, что сокращает вдвое время «подлета» к Земле.

Ряд стационарных спутников, расположенных в точке Лагранжа (SOHO, ACE и др.) на расстоянии 1,5 млн км от орбиты Земли, оснащены внезатменными коронографами, которые позволяют вести непрерывные наблюдения за короной Солнца в разных диапазонах как оптического, так и рентгеновского излучения. Коронографы этого типа всегда направлены на Солнце и снабжены экраном, который обеспечивает затенение диска Солнца, что позволяет проводить непрерывную визуализацию процессов в короне. Искусственное затенение подобно природному эффекту затмения Солнца диском Луны. В этом случае оптические спектрометры не «слепнут» и способны регистрировать излучение короны, интенсивность которого в миллионы раз меньше излучения с поверхности Солнца (рис. 4.2). Внезатменные коронографы хорошо фиксируют только лимбовые явления, т.е. выбросы вещества, которые распространяются не в сторону Земли, а в боковые направления. Видно образование и динамика отделения от Солнца огромного петлеобразного светящегося выброса вещества.

Снимки отдельных спутников дают проекцию КВВ на картинную плоскость наблюдения и по ним нельзя определить истинное направление распространения возмущения. Снимки типа «гало» (изотропное излучение по всему лимбу относительно диска)

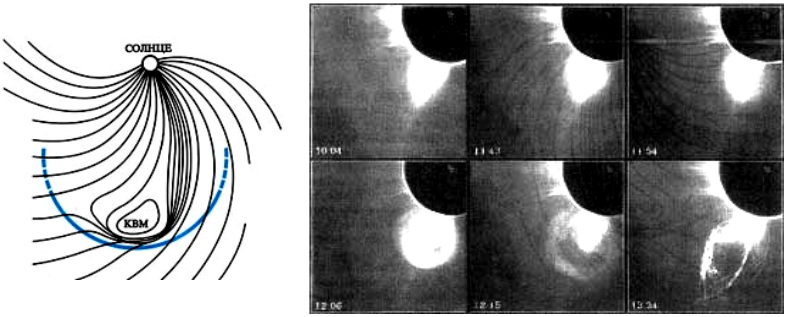

Рис. 4.2. Слева: схема вылета из Солнца коронального выброса вещества, окруженного петлей замкнутых силовых линий магнитного поля Солнца. Толстой линией показана ударная волна перед фронтом выброса; справа: серия последовательных фотографий короны Солнца, полученных с помощью коронографа на спутнике SOHO

качественно указывают направление распространения КВВ в сторону Земли. Однако из них неясно, где сосредоточена основная часть энергии КВВ: попадет ли Земля в центральную часть возмущения или оно пройдет по периферии, далеко в стороне.

В конце 2006 г. на орбиту были выведены две лаборатории типа SOHO, оснащенные внезатменными коронографами. С их помощью начато пробное стереоскопическое наблюдение процессов КВВ (проект STEREO). Спутники синхронно расходятся, двигаясь в противоположных направлениях по орбите Земли вокруг Солнца. Стереоскопические оптические снимки пространственного развития КВВ должны уточнить начальное направление распространения облака плазмы вблизи Солнца.

Прямая информация о приближении фронта КВВ к Земле поступает от единственного гелиостационарного спутника ACE, расположенного в точке Лагранжа (1,5 млн км от Земли). Бортовые датчики регистрируют различные характеристики сгустка плазмы и в режиме реального времени передают информацию в мировой Геофизический центр, связанный с сетью Интернет. Предупреждение оказывается достаточно краткосрочным, и опережение составляет в среднем около одного часа. Недостаток такого предик-

тора заключается в слишком малом интервале времени для принятия «защитных» мер в области техногенной деятельности, а также локальность информации о характеристиках сгустка. На расстоянии 1 а.е. характерный масштаб непрерывно расширяющегося КВВ на несколько порядков превышает размер магнитосферы Земли. Поэтому измерение характеристик в отдельной точке объема огромного сгустка не дает полного представления о структуре и мощности всего КВВ.

Развито много методов и получено большое количество прямых и косвенных данных о моменте зарождения КВВ, их начальном периоде развития как на Солнце, так и в его ближайшей окрестности. Однако после выхода КВВ в область ММП наблюдать за их дальнейшим развитием и распространением становится значительно сложнее. На расстояниях порядка радиуса Солнца область КВВ становится практически невидимой. Спутниковые оптические снимки лимба типа «гало» (изотропное свечение) лишь качественно указывают направление распространения сгустка энергии излучения.

В настоящее время отсутствуют возможности и технические средства для прямой идентификации области КВВ на дальних «подступах» по отношению к Земле. Для отдаленной идентификации КВВ в межпланетном магнитном поле можно использовать в качестве зонда поток ГКЛ высокой энергии (порядка 100 ГэВ). Пересекая магнитное облако движущегося КВВ, поток протонов ГКЛ в направлении Земли перестает быть однородным и изотропным. При этом ГКЛ могут претерпевать качественные изменения за счет:

– локальной анизотропии (выбывание из пучка) в магнитном поле с повышенной напряженностью;

– приобретенной модуляции в неравновесной замагниченной плазме.

В гелиосфере длина продольного свободного пробега высокоэнергичных частиц ГКЛ составляет около 1 а.е. Поэтому приобретенную анизотропию и модуляцию можно наблюдать задолго до прихода КВВ к орбите Земли. На рис. 4.3 приведена качественная схема изменений высокоэнергичного потока ГКЛ при пересечении возмущенного магнитного поля области КВВ. В сгустке плазмы поток частиц испытывает рассеяние и модуляцию интенсивности.

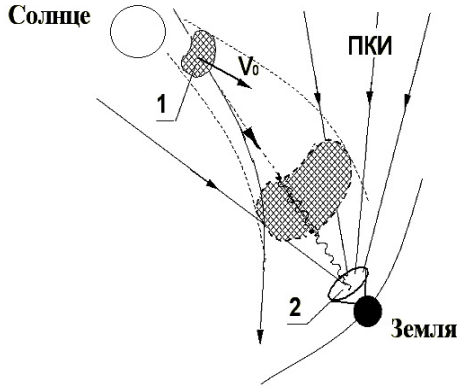

Рис. 4.3. Эффекты приобретенной вариации потоком космических лучей при пересечении КВВ (1), распространяющегося в межпланетном магнитном поле. Заштрихованные области – два положения КВВ в разные моменты времени (через сутки). ПКИ – поток галактических протонов; 2 – апертура мюонного годоскопа

Применение широкоапертурных приборов типа мюонных годоскопов с высоким угловым разрешением (1–2°) позволяет одновременно регистрировать сотни временных рядов ГКЛ по разным смежных направлениям гелиосферы в виде снимков-матриц, что дает возможность зондировать и идентифицировать возмущенную область ММП и изучать характеристики отдельных областей КВВ. Последовательность снимков будет отражать динамику процесса.

Для иллюстрации приобретенного эффекта анизотропии потока частиц на рис. 4.4 приведена реальная последовательность двухмерных снимков-матриц относительной интенсивности мюонов $n_{ik}(t)$ для нескольких моментов времени до прихода фронта КВВ. В случае спокойного Солнца матричные данные $n_{ik}(t)$ представляют собой картину пуассоновского типа – поток ГКЛ пространственно изотропен (рис.4.4а). На этом снимке отсутствуют какие-либо структурные формы. Однако в событии 26.08.1998 года возникает анизотропия (рис. 4.4), которая показывает заметные изменения однородности потока мюонов для разных фаз времени приближения КВВ к орбите Земли.

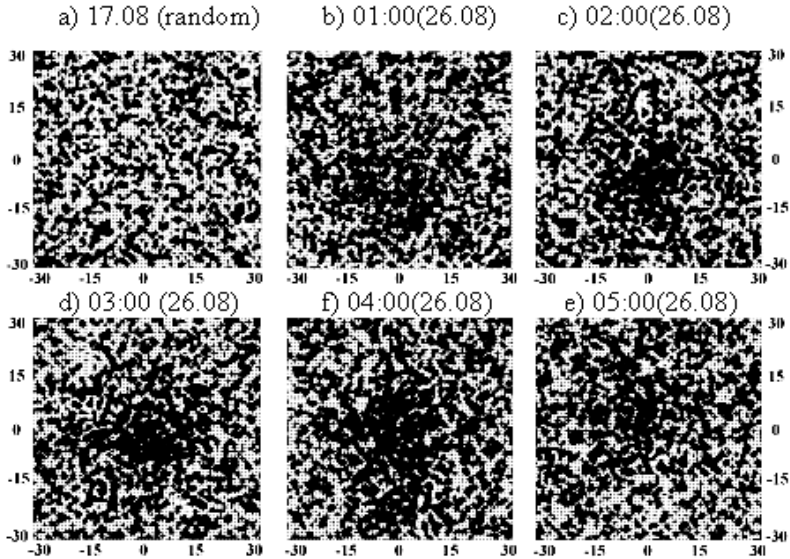

Рис. 4.4 Двухмерные снимки изменения плотности заряженных частиц, проникающих через движущееся облако КВВ. Событие 26.08.1998 г. Снимки: b, c, d, f, e – относятся к 01, 02, 03, 04, 05 часам местного времени. Снимок a − фоновое распределение за несколько суток до эрупции КВВ. Черный фон соответствует уменьшению числа частиц (рассеянию, $n_{ik} < 0$) от первоначального значения; белый фон – $n_{ik} > 0$

Снимки приведены для центральной части матриц размером 64×64 ячейки с угловым разрешением $2° \times 2°$ по 4096 пространственным направлениям. Видны изменения пространственной анизотропии со временем – заметен систематический недостаток частиц в центральной части матриц. Темным цветом отмечены области с уменьшенной интенсивностью по сравнению со средней величиной. Светлый цвет, наоборот, указывает на превышение интенсивности. Отдельные снимки получены суммированием статистики за 30-минутные интервалы и разделены между собой часовыми отрезками. Данные относятся к первому опыту регистрации такого типа событий с помощью установки ТЕМП.

4.2. Отдаленная регистрация КВВ по матричным данным годоскопов

С введением в строй модульной установки УРАГАН, имеющей большую площадь, появилась возможность качественно улучшить отдаленную идентификацию КВВ как за счет увеличения статистической точности прямых измерений потока мюонов, так и за счет перехода от прямых матричных данных $n_{ik}(t)$ к характеристикам потока ГКЛ в межпланетном магнитном поле. С этой целью по потоку мюонов можно провести восстановление интенсивности ГКЛ за пределами магнитосферы Земли путем решения обратной задачи, которая разбивается на несколько этапов.

1. Сначала учитываются потери энергии при прохождении мюонов через слой атмосферы от точки их генерации к уровню земли. Для этого надо рассмотреть движение мюона с фиксированными «стартовыми» углами θ, φ в обратном направлении от уровня установки до высот около 20 км, где происходит цепочка превращений $p \to \pi \to \mu$. При этом должно быть принято во внимание изменение энергии мюонов по высоте за счет ионизационных и радиационных потерь.

2. Затем следует осуществить переход (в среднем) от энергии мюона в точке их генерации к энергии протона ГКЛ. Для разных зенитных углов энергия протонов ГКЛ оказывается различной. Предполагается, что с такой энергией протон прилетает из космического пространства на границу атмосферы по направлению θ, φ.

3. На следующем этапе нужно решить обратную траекторную задачу – распространения протона (с отрицательным знаком заряда) в магнитном поле Земли от верхней атмосферы вплоть до границы магнитосферы. Уравнение движения записывается в виде, с учетом релятивистских эффектов:

$$\gamma \cdot m \cdot \frac{d^2\vec{r}}{dt} = z \cdot e \cdot \frac{d\vec{r}}{dt} \times \vec{B},$$

где $\gamma = E / mc^2$ – лоренц-фактор протона (z = 1), $\vec{B}$ – вектор напряженности магнитного поля в точке нахождения частицы. Вели-

чина $\vec{B}$ может быть вычислена по хорошо известной модели Цыганенко с учетом внешних воздействий на магнитосферу Земли, таких как давление солнечного ветра и деформация магнитного поля (по величине индекса Dst).

Введение новой переменной для скорости $\vec{V} = d\vec{r} / dt$ позволяет снизить порядок уравнений:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{e}{\gamma \cdot m} \cdot \vec{V} \times \vec{B} \; ; \qquad \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{V} \; .$$

Эта система линейных дифференциальных уравнений записывается в декартовой системе координат и решается известным методом Рунге-Кутта 4–5-го порядка путем вычисления функций в последовательных точках по времени. В результате можно получить асимптотические углы направления частиц ГКЛ за пределами магнитного поля Земли.

Задача такого типа была решена при анализе матричных данных установки УРАГАН. На рис. 4.5 представлен пример результата вычисления асимптотических угловых координат, для «протонов», выпущенных в обратном направлении из расположения установки УРАГАН под несколькими фиксированными зенитными углами при различных азимутальных углах.

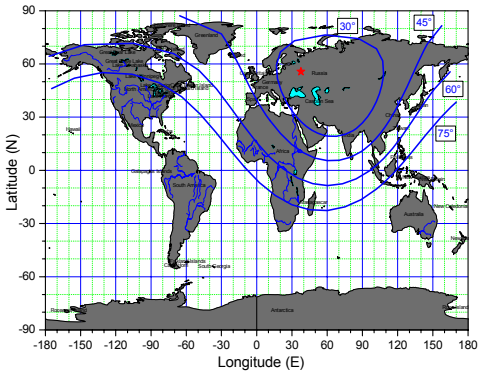

Рис. 4.5. Карта асимптотических зенитных и азимутальных углов для $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$

Видно, что большая апертура годоскопа позволяет регистрировать частицы ГКЛ в широком угловом диапазоне зенитных и азимутальных углов.

Окончательно, для наглядного удобства идентификации положения КВВ в околоземном пространстве на небесной сфере с учетом положения Солнца нужно перевести матричные данные $n_{ik}(t)$ в геоцентрическую солнечно-эклиптическую систему координат (GSE), в которой ось x направлена от Земли к Солнцу, ось z– на север, ось y – в плоскости эклиптики (правая система отсчета). С применением такой методики обработки данных удается осуществить рекуррентное наблюдение КВВ на протяжении нескольких суток, по мере его приближения к орбите Земли. На рис. 4.6 приведена картина идентификации КВВ 18 и 19 ноября 2007 г. с помощью установки УРАГАН. По данным спутниковых наблюдений скорость магнитного облака была около 450 км/с, что соответствует около 3,5 суток времени распространения до Земли. Фронт возрастания магнитного поля в точке Лагнанжа был зафиксирован спутником ACE только в начале суток 20 ноября. Видно, что устойчивая картина анизотропии по матричным данным УРАГАНа (недостаток частиц в виде темного пятна) наблюдается в течение двух суток, практически с половины расстояния между Солнцем и Землей, что более чем на порядок увеличивает время предиктора по сравнению со спутником ACE.

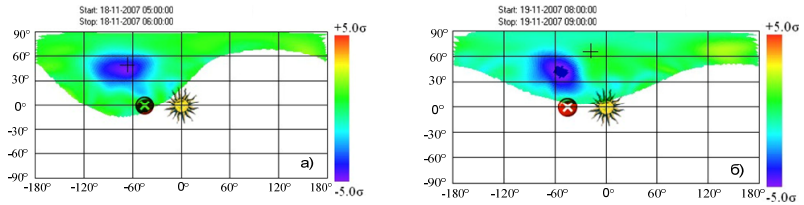

Рис. 4.6. Рекуррентное наблюдение приближения КВВ к орбите Земли (ноябрь 2007 г.). Слева: 18.11 (05:00 UT), справа: 19.11 (08:00 UT). Темное пятно – недостаток потока ГКЛ из области КВВ. В центре – положение Солнца. Крест (координаты: 0^0 – 45^0) – положение линии ММП (спираль Архимеда)

Продолжительное наблюдение за траекторией перемещения «ядра КВВ» – области с максимальной анизотропией позволяет заранее спрогнозировать возможность попадания Земли в «эпицентр космического цунами», представляющего собой мощную турбулентность замагниченной солнечной плазмы, или на периферию, где возмущение гораздо меньше.

Другой возможностью отдаленного зондирования возмущений в ММП, связанных со структурой КВВ, является регистрация многонаправленных короткопериодических флуктуаций (минуты – десятки минут) высокоэнергичных частиц ГКЛ. Стационарный поток ГКЛ, пересекающий неоднородности ММП с характерными размерами Λ, испытывает модуляцию с частотой $f \simeq 1/T \simeq V_0/\Lambda$, где V_0 – скорость распространения КВВ. Используя частотные спектры вариаций ГКЛ по разным пространственным направлениям $\vec{r}$, можно количественно оценить характерные размеры неоднородностей и величину магнитного поля *B*:

$$\Lambda \approx V_0 / f(\vec{r}) \approx V_0 \times T, \quad B(\vec{r}) \approx pc/(300 \times V_0 \times T),$$

где, *pc* – средний импульс частиц ГКЛ.

На рис. 4.7 приведен пример частотных фурье-спектров $S(f)$ из области, связанной с событием 06.08.1999 г. Данные относятся к трехчасовым интервалам экспозиции (установка ТЕМП) из направлений на Солнце, в разные дни перед попаданием КВВ на орбиту Земли. Видно, что по мере приближения магнитного облака КВВ к орбите Земли амплитуда вариаций *S* возрастает. Происходит перекачка энергии между разными частотами. Достоверные данные в данном событии появляются за трое суток перед попаданием фронта КВВ на орбиту Земли.

Вычисление функций:

$$P_{ik} = \sum_f S_{ik}(f) \text{ и } A_{ik}(f_0)$$

позволяет наблюдать пространственное распределение полной мощности вариаций потока мюонов космических лучей P_{ik} по отдельным направлениям *ik*, просуммированной по всем частотам, а также распределение в пространстве мощности колебаний A_{ik} на

любой фиксированной частоте f_0 и их изменения в разные временные моменты.

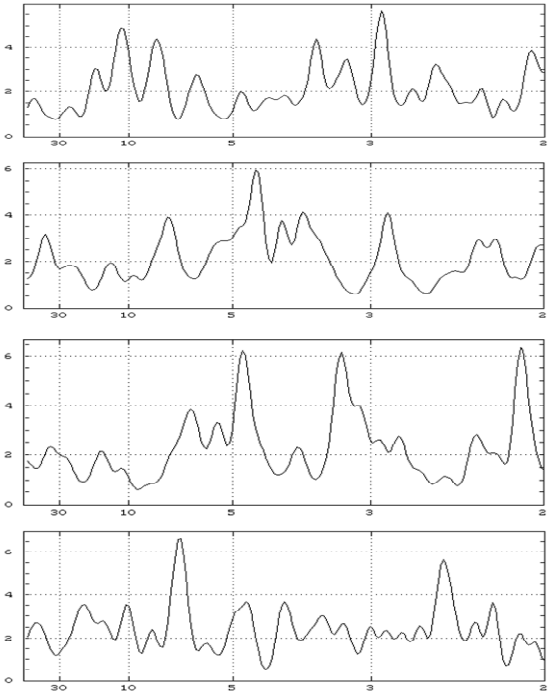

Рис. 4.7. Спектральная мощность S(f) в дни предшествующие приходу КВВ на орбиту Земли (06.08.1999 г.). Сверху вниз: 3, 4, 5 и 6 августа. Ось абсцисс – период колебаний 1/f (в минутах)

В качестве примера на рис. 4.8 и 4.9 приведены выборочные значения P_{ik} и $A_{ik}(f_0)$ для события, связанного с форбуш-эффектом 26 августа 1998 г. При обработке, для улучшения статистической точности, исходные матричные данные (64×64 ячейки) установки ТЕМП были укрупнены до размеров (8×8) ячеек. Характер снимков указывают как на значительную неоднородность магнитного поля по пространству возмущенной области, так и на локальный характер высокочастотных модуляций.

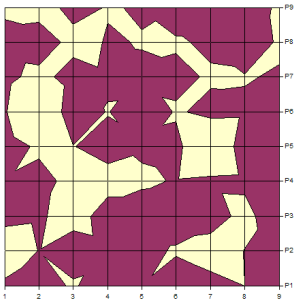

Рис. 4.8. Поведение пространственного распределения мощности $P_{ik}(t)$ перед форбуш-эффектом 26.08.1998 г. из направления, связанного с ММП (08:00 – 11:00 LT). Разным цветом обозначены области с различной величиной мощности (усл. единицы): темные – $50< P_{ik}<100$; светлые – $100 \leq P_{ik} <150$.

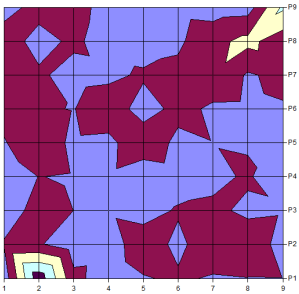

Рис. 4.9. Поведение пространственного распределения мощности $A_{ik}(t)$ на фиксированной частоте $f_0 \simeq 0.02$ мин$^{-1}$ перед форбуш-эффектом 26.08.1998 г. вдоль ММП из направления на Солнце. Разным цветом обозначены области с различной величиной амплитуды (усл. единицы): серый – $0 < A_{ik} \leq 1$; темный – $1 < A_{ik} \leq 2$; светлый – $3< A_{ik} \leq 4$

Для данного конкретного события получены оценки для $\Lambda \simeq 3\times10^6$ км и $B \approx 20\gamma$. Численные данные напряженности поля B удовлетворительно согласуются с прямыми измерениями спутника ACE.

4.3. Методика наблюдения тени Луны в потоке ГКЛ умеренных энергий

При проведении исследований с протонами КЛ высокой энергии ($E \geq 10$ ГэВ) во многих экспериментах регистрируются вторичные потоки частиц (нейтроны или мюоны), проникающие на поверхность Земли. Магнитосфера вносит искажение в первичное пространственное распределение потока протонов КЛ, которое зависит как от энергии частиц, так и от направления их движения. Учет трансформации пространственной картины рассеяния является особенно важным при анализе двухмерных снимков в установках типа мюонного годоскопа, угловое разрешение которых составляет 1–2 градуса.

Асимптотические направления

Сопоставление пространственных распределений частиц на Земле и в ММП обычно проводится по асимптотическим углам. Как правило, эта задача решается методом обратных траекторий, когда протоны с противоположным зарядом выпускаются практически с уровня Земли (высота 20–30 км) и выходят в магнитосферу. Здесь они движутся с удалением от Земли до расстояний, на которых перестает сказываться магнитное поле Земли. В этом случае траектория частиц становится квазипрямолинейной и определяется асимптотическими углами. При дальнейшем движении начинает влиять ММП.

На первом этапе исследований требуется проверка возможности адекватного учета магнитного поля Земли в области энергий ≈ 50–100 ГэВ, характерных для экспериментов с мюонными годоскопами и телескопами. Реальная магнитосфера Земли является сложной системой, в которой помимо собственного магнитного поля Земли необходимо учитывать ряд факторов, связанных с динамикой токового слоя, влияния солнечного ветра, активности Солнца и т.п., об этом говорилось выше. Роль различных динамических факторов должна уменьшаться при переходе к частицам с энергией в десятки и сотни ГэВ.

Существует много моделей и алгоритмов вычисления асимптотических углов (θ_∞, φ_∞), представленных в виде, удобном для

расчета на ЭВМ, один из методов был рассмотрен выше (раздел 3.4). Ниже показан сравнительный анализ трех алгоритмов различных авторов для протонов с $E \geq 10$ ГэВ, основанных на применении широко известной модели Цыганенко (Ц-89, Ц-96), которая на протяжении последних лет модифицировалась и совершенствовалась.

Для сопоставления точности разных алгоритмов вычисления асимптотических углов в качестве примера на рис. 4.10

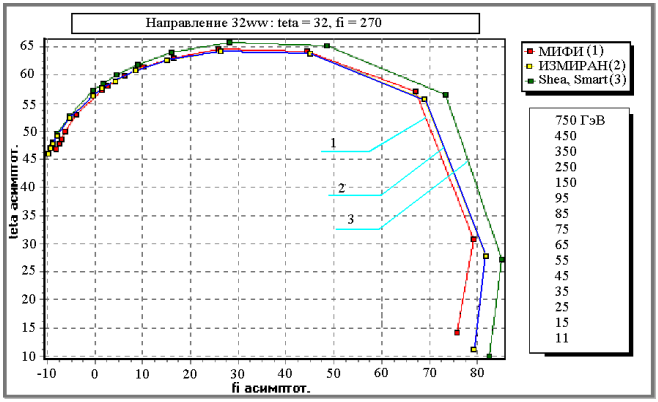

Рис. 4.10. Влияние магнитосферы Земли на траекторию релятивистских протонов разных энергий (11–750 ГэВ). Расчет обратной траектории (алгоритмы 1, 2, 3) для направления 32 WW (зенитный угол – 32°, азимутальный – 270° в системе r, t, f)

приведены расчеты (для координат Москвы) при различных фиксированных энергиях протонов ГКЛ. Исходными данными для расчета являлись: географические координаты места, дата, степень возмущенности магнитного поля Земли (параметр *D*st), скорость солнечного ветра, импульс протона и начальные углы вылета (стартовые углы). Полностью сопоставление было проведено в широком диапазоне энергий и стартовых углов вылета частиц как по зенитному, так и по азимутальному углу.

Оказалось, что начиная с энергии 50 ГэВ, все три модели дают практически одинаковые результаты.

Проверено также влияние деформации магнитного поля (в терминах *D*st) на устойчивость результатов. В табл. 4.2 представлены вычисления асимптотических углов θ_∞ и φ_∞ для одного из наклонных направлений ($32S: \theta' = 32^o, \varphi' = 180^o$ в системе координат *r*, *t*, *f*). Оказывается, что величина D_{st} мало влияет на движение протонов с E > 30 ГэВ.

Таблица 4.2

Асимптотические углы для разных энергий протонов (10−100 ГэВ) при различных возмущениях магнитного поля Земли (в масштабе Dst)

Dst	Асимптотические углы $(\theta_\infty \varphi_\infty)$				
	100 ГэВ	80 ГэВ	60 ГэВ	30 ГэВ	10 ГэВ
0	107,51 80,67	79,33 81,35	39,61 78,59	-5,75 55,83	-40,49 33,39
-20	107,58 80,71	79,27 81,40	39,32 78,64	-6,11 55,87	-41,43 33,40
-60	107,71 80,78	79,14 81,50	38,74 78,74	-6,84 55,95	-43,31 33,42
-100	107,84 80,86	79,01 81,60	38,16 78,85	-7,58 56,03	-45,19 33,43

Стартовые углы вылета отличаются от асимптотических направлений даже для частиц высоких энергий ≈ 100 ГэВ. Иллюстрация энергетической зависимости асимптотических углов показана на рис. 4.11. Расчет выполнен для протонов с импульсами от 10 до 100000 ГэВ/с, вылетающих наклонно под разными углами по алгоритму, разработанному в ПГИ (г. Апатиты). Видно, что величины θ_∞, φ_∞ для умеренных энергий частиц (30–100 ГэВ) значительно отличаются (на десятки градусов) от направлений протонов ультравысоких энергий, которые характерны для экспериментов с регистрацией ШАЛ или подземных установок для изучения проникающих мюонов (область энергий больше 500–10000 ГэВ). Для дальнейших целей (определение «тени» Луны) все расчеты проводятся по алгоритму, разработанному в ПГИ.

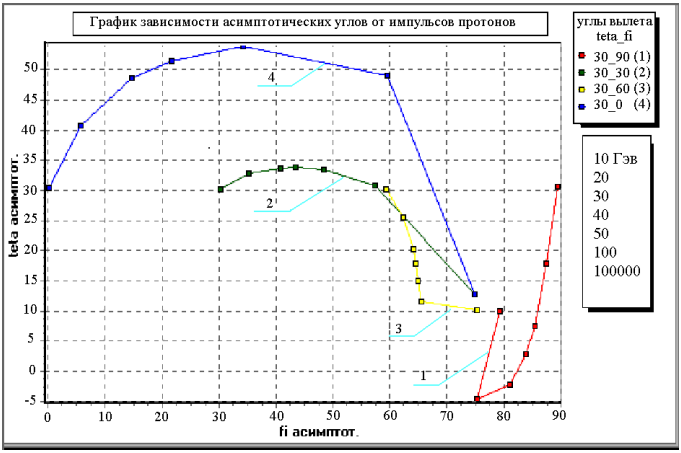

Рис. 4.11. Влияние магнитосферы Земли на траекторию релятивистских протонов разных энергий (10–100000 ГэВ). Расчет асимптотических углов для различных стартовых направлений (в системе r, t, f): 1 − зенитный угол θ= 30°, азимутальный φ= 90°; 2 – (θ=30°, φ=30°); 3 – (θ=30°, φ=60°); 4 – (θ=30°, φ=0°).

Учет энергетического спектра ГКЛ

Регистрация тени Луны в потоке протонов космических лучей широко используется для астрофизической калибровки крупномасштабных комплексов аппаратуры. При этом обычно наблюдается недостаток потока ГКЛ в узком телесном угле (с раствором меньше 0,5 градуса) из геометрического направления на Луну. Впервые такая методика была предложена 50 лет тому назад Кларком. Как правило, калибровка проводится при высоких энергиях (больше 1000 ГэВ), когда можно пренебречь влиянием магнитосферы Земли на траектории частиц.

Мюонная диагностика позволяет применить и апробировать новый метод спектрометрического типа определения «тени» Луны в потоке ГКЛ с разными, относительно небольшими пороговыми энергиями (больше 30 и 100 ГэВ) по уменьшению интенсивности мюонов из направления на Луну, с учетом отклоняющего действия

магнитосферы Земли. В табл. 4.3 приведены примеры результатов наблюдения тени Луны на установках разного типа.

Таблица 4.3

Наблюдение тени Луны в потоке космических лучей

Установка	$E_{мин}$, ГэВ	к, эффект затенения	Статистика, N	Время экспозиции
ШАЛ	10000	4,9	10^8	3,5 года
БНО ИЯИ	500	3,5	4×10^9	7 лет
ТЕМП	100	3,1		
ТЕМП	30	1,8	8×10^9	0,5 года

Обозначения в таблице: $E_{мин}$ − пороговая энергия частиц ГКЛ, к – величина эффекта затенения в масштабе среднеквадратичных отклонений интенсивности, N − полное число частиц, прошедших через установку.

Из табл. 4.3 видно, что при сопоставимой статистике в разных экспериментах эффект затенения при низком энергетическом пороге получается с помощью мюонного годоскопа за значительно меньшее время экспозиции в направлении на Луну. С уменьшением энергии частиц ГКЛ их число значительно возрастает, и поэтому для набора статистики событий требуется ощутимо меньшее время.

Использование меньших энергий космических лучей, как показано выше, оказывается чувствительным к магнитному полю Земли. Тем самым, наблюдение тени Луны в области умеренных энергий (около 100 ГэВ и ниже) может служить прямой проверкой адекватности модели реальной магнитосферы, а также корректного учета всех эффектов при распространении заряженных частиц в магнитном поле Земли, включая рождение и многократное рассеяние вторичных мюонов в атмосфере и веществе установки.

Значения асимптотических углов (θ_∞, φ_∞) являются определяющими параметрами при оценке «тени» Луны в области умеренных энергий. Из рис. 4.11 было видно, что смещение «тени» Луны может составлять 10−40° от направления по прямому лучу при $E \approx 30$ ГэВ, в зависимости от угла наблюдения.

В эксперименте с мюонным годоскопом ТЕМП для реконструкции «теневых» событий используется информация из центральной части нормированных матриц $n_{ik}(t)$, размером 64×64 ячейки, где сосредоточена основная часть статистики. Каждому значению индексов (ik) соответствуют определенные зенитный и азимутальный углы (θ_μ,φ_μ) попадания мюона в установку. Кроме этого, исходные матричные данные можно предварительно просуммировать по пятиминутной экспозиции для увеличения статистики, без значительной потери геометрической точности. За это время положение Луны практически не меняется, а Земля поворачивается на небольшой угол, около одного градуса.

На первом этапе необходимо определить ячейки в матрице $n_{ik}(t)$, соответствующие направлению на Луну, с учетом значительных отклонений траекторий в магнитосфере Земли. Для этого задаются различные «стартовые» углы вылета протонов с Земли (считается, что направление мюона (θ_μ,φ_μ) совпадает с траекторией протона в глубине атмосферы) при фиксированной энергии протонов E и рассчитываются асимптотические направления. Полученные значения углов (θ_∞,φ_∞) надо сопоставлять с положением Луны в данное время t.

Точность всех вычислений (по геометрической реконструкции асимптотических направлений) берется на уровне одного градуса. Это совпадает с угловым разрешением аппаратуры. Угловая точность годоскопа составляет 1–2°, поэтому следует ожидать максимальный эффект затенения на уровне отношения угловых площадей $\sim(0,5°)^2/(2°)^2 \sim 6\%$. Кроме этого возникает дисперсия в угловом рассеянии мюонов за счет двух физических процессов. Во-первых, влияет разброс поперечных импульсов при рождении пионов во взаимодействии протонов ГКЛ с ядрами атомов воздуха. Его вклад в разлет мюонов ($E \simeq 30$ ГэВ) может быть около 1°. Во-вторых, при прохождении мюонов через атмосферу (за счет многократного рассеяния) также возникает дисперсия в углах порядка 1 – 2 градуса.

В случае совпадения углов, по соответствующим величинам θ_μ,φ_μ определяется положение ячейки в матрице $(ik)_\infty$ и выбирается интенсивность $n_{ik}(t)_\infty$, связанная в данный момент времени с направлением на Луну. Поскольку значения энергии E протонов ГКЛ в экс-

перименте не фиксированы, то в каждой матрице нужно выделять не одну ячейку $(ik)_\infty$, а некоторую последовательность, однозначно связанную с величиной энергий из узкого диапазона. В отдельную ячейку матрицы $(ik)_\infty$ попадают частицы из небольшого интервала энергий $(E_1 - E_2)_{ik}$ потока ГКЛ.

Окончательно, для каждой матрицы (в момент времени t) величина интенсивности ГКЛ, соответствующая направлению на Луну $<n_{ik}(t)_\infty>$, должна определяться усреднением по всем ячейкам выделенной последовательности, с учетом статистического веса $\omega(E)$, пропорционального дифференциальному энергетическому спектру $N(E) \approx 1/E^{-\gamma}$ частиц ГКЛ. Для дифференциального спектра можно приближенно считать, что $\gamma = 3$. Таким образом, «теневая» интенсивность протонов ГКЛ из направления на Луну для момента времени t, с учетом энергетического спектра ГКЛ, вычисляется усреднением по формуле:

$$\left\langle n_{ik}(t)_\infty \right\rangle = \sum n_{ik}(t)_\infty \times \omega_{ik} / \omega(\geq E_{\min}),$$

где весовая функция берется в виде:

$$\omega_{ik} \approx \int_{E_1}^{E_2} E^{-\gamma} = \left(\frac{1}{E_1^2} - \frac{1}{E_2^2} \right); \quad \omega(\geq E_{\min}) \approx 1/E_{\min}^2 .$$

Значение $E_{\min}$, в зависимости от вариантов анализа берется пороговым значением, равными 30 или 100 ГэВ.

Ниже проведена обработка данных установки ТЕМП по поиску тени Луны в соответствии с приведенными алгоритмами.

4.4. Регистрация «тени» Луны в мюоном годоскопе

Для оценки эффекта затенения использовалась статистика 1999−2000 гг. Ежесуточно отбирались интервалы наблюдения продолжительностью 5−6 часов, когда Луна была высоко над горизонтом. Временные ряды интенсивности мюонов $N_{ik}(t)$ исправлены на барометрический эффект. Полное время экспозиции составляет около 1000 часов в течение 180 суток в условиях стабильной магнитосферы. Для исключения геометрического фактора и углового распределения мюонов данные преобразуются в мат-

рицы нормированных отклонений n_{ik} от средних значений $<N_{ik}>$ по каждому направлению.

При обработке проводилось последовательное усреднение теневого эффекта за счет увеличения времени экспозиции: сначала вычислялись среднесуточные нормированные значения интенсивности из направлений, соответствующих Луне $n_{\text{moon}} = < n_{ik\,\infty} >$; затем проводилось усреднение за 10 последовательных суток. На рис. 4.12 приведены такие результаты декадных усреднений во всем 180-суточном интервале времени наблюдения для двух порогов по энергии $E_{\text{мин}}$ протонов ГКЛ: 30 ГэВ и 100 ГэВ.

Фактически последовательность n_{moon} представляет собой значения относительных отклонений $<n> = (N - <N>)/\sigma$ от средних величин интенсивности в отобранных специальным образом ячейках матрицы и усредненных в каждой из 18 серий измерений. В отсутствие экранирования эти значение $<n>$ должны равняться нулю. Отрицательные систематические значения $<n>$ означают уменьшение счета относительно средних значений, связанных с направлением на Луну.

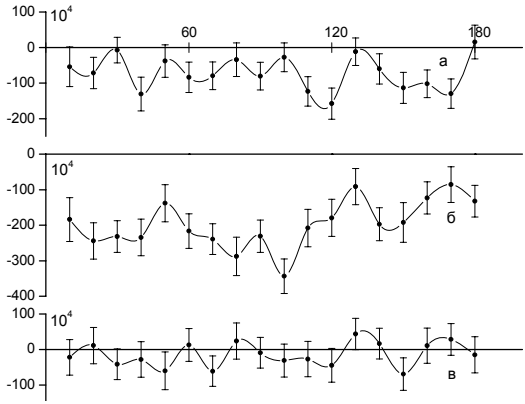

Рис. 4.12. Недостаток интенсивности потока ГКЛ из направления, связанного с Луной, при двух пороговых энергиях $E_{\text{мин}}$: а – 30 ГэВ, б –100 ГэВ; в – колебания фоновой интенсивности (далеко от направления на Луну). Ось абсцисс – календарное время (в сутках) полной экспозиции. Ось ординат – усредненные декадные значения уменьшения нормированной интенсивности n_{moon}

Из сопоставления рис. 4.12а и рис. 4.12б видно, что с ростом $E_{мин}$ величина эффекта затенения возрастает, поскольку уменьшается рассеяние мюонов и влияние магнитосферы Земли.

Среднее значение уменьшения интенсивности за все время экспозиции $<n_{moon}>$ из направления на Луну при $E_{мин}$ = 30 ГэВ составляет $-(0{,}72 \pm 0{,}40)\times10^{-2}$, а при $E_{мин}$ = 100 ГэВ уменьшение равно $-(1{,}98 \pm 0{,}63)\times10^{-2}$. Величина эффекта затенения (в масштабе среднеквадратичных отклонений) получилась: к = -1,8 и к = -3,1 соответственно. Видно, что затенение возрастает с увеличением пороговой энергии частиц. Эти значения хорошо согласуются с уменьшением влияния многократного рассеяния, которое обратно пропорционально импульсу (в рассматриваемой области – энергии) частиц, а также с уменьшением роли углового разброса при множественном рождении пионов от нуклон-нуклонных взаимодействий в атмосфере Земли.

Для оценки величины возможной имитации эффекта затенения при фоновых условиях (отсутствие Луны) проведена аналогичная обработка для двух разных временных рядов $n_{ik}(t)$, сдвинутых относительно положения Луны на ± 3 часа. При этом не обнаружено значимого эффекта. На рис. 4.12в приведен пример обработки фонового ряда за 180 суток, когда сдвиг времени составлял +3 часа по отношению к Луне. Величина затенения оказалась равной $-(0{,}14 \pm 0{,}31)\times10^{-2}$, что составляет лишь 0,45 среднеквадратического разброса и указывает на отсутствие систематических ошибок.

Таким образом, правильный учет отклоняющего действия магнитосферы на траекторию протонов ГКЛ умеренных энергий позволяет использовать магнитное поле Земли для оценки эффекта «тени» Луны. Применение такого метода дает возможность проводить астрофизическую калибровку наземной аппаратуры с высоким пространственным разрешением по «тени» Луны при сравнительно небольших энергиях. При этом время калибровки значительно уменьшается.

Вопросы и задания для самостоятельной работы

Раздел 4.1

1. Что составляют физические основы мюонной диагностики характеристик окружающей среды?
2. Что такое корональный выброс вещества? Назовите его основные характеристики.
3. В чем состоит особенность мюонной диагностики в идентификации КВВ по сравнению со спутниковыми измерениями?
4. Как на двухмерных снимках-матрицах можно идентифицировать КВВ?
5. Чем объясняется возможность рекуррентного наблюдения КВВ в течение нескольких суток?

Раздел 4.2

1. Чем обусловлено время распространения КВВ до орбиты Земли?
2. В чем состоит метод мюонной диагностики возмущений магнитного поля, обусловленных КВВ?
3. В чем преимущество идентификации КВВ с помощью мюонных годоскопов по сравнению с нейтронными мониторами?
4. В чем состоит методика расчета асимптотических углов?
5. Почему вариации потока мюонов КЛ дают информацию о КВВ в режиме реального времени?

Раздел 4.3

1. На каком расстоянии от Земли (в масштабе а.е.) «находится» Луна? Чему равен угловой размер Луны для наблюдателя с Земли?
2. Оцените (по графикам) характерный угловой поворот траектории протонов разных энергий (10, 100, 1000 ГэВ) в магнитосфере Земли?
3. Как выделить «направление на Луну» для протонов разных энергий в матричных данных мюонного годоскопа?
4. Как учитывается энергетический спектр протонов ГКЛ при идентификации Луны в мюонном годоскопе?
5. Что такое астрофизическая калибровка аппаратуры по тени Луны?

Раздел 4.4

1. В чем состоит алгоритм сопоставления координат положения Луны с соответствующим номером ячейки матричных данных для произвольного момента времени?
2. Как определить недосчет числа частиц ГКЛ из направления на Луну в матричных данных?
3. Как можно оценить фоновое значение недосчета частиц из направления «ложной Луны»?
4. В чем преимущества проведения экспериментов по регистрации тени Луны с помощью мюонных годоскопов, по сравнению с установками типа ШАЛ?
5. Почему с увеличением пороговой энергии частиц ГКЛ эффект «тени» Луны растет в установках типа мюонный годоскоп?

V. ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

5.1. Метеоэффекты и метод мюонной диагностики

Метеоэффекты изучаются на протяжении многих десятков лет для различных компонент космических лучей, и в основном используются для учета поправок полной интенсивности потока мюонов и нейтронов при их регистрации в атмосфере Земли. Считается, что небольшие колебания давления ΔP и температуры ΔT аддитивно влияют на изменение интегральной интенсивности мюонов:

$$\Delta N_\mu / N_\mu = \beta_P \Delta P + \beta_T \Delta T,$$

ΔP – изменение полного атмосферного давления на уровне наблюдения;

ΔT – изменение среднемассовой температуры атмосферы;

β_P, β_T – усредненные барометрические и температурные коэффициенты.

Такая зависимость получена при протекании естественных атмосферных процессов. Метеоэффекты имеют простое качественное объяснение. Увеличение плотности атмосферы приводит к уменьшению числа мюонов от распада пионов, и наоборот, уменьшение плотности увеличивает количество мюонов. Для барометрического эффекта (в области энергий порядка 10–100 ГэВ) важными оказываются два процесса: генерация пионов и ионизационные потери энергии мюонов при движении в слое воздуха. С увеличением давления уменьшается относительная доля распада пионов с образованием мюонов. Кроме этого, за счет возрастания количества вещества увеличивается поглощение мюонов. Барометрический эффект отрицателен.

С ростом температуры, при расширении атмосферы, уровень генерации пионов (от первичных частиц ГКЛ: $p + N \to \pi + N + N$) поднимается и возникающие при распаде мюоны ($\pi \to \mu + \nu$) проходят больший геометрический путь до поверхности Земли. Поэтому вероятность их распада также увеличивается, что приводит

к уменьшению интенсивности потока мюонов (эффект отрицателен). И, наоборот, при уменьшении температуры атмосферы понижение слоя генерации пионов приводит к увеличению числа мюонов, не успевших распасться при пролете к уровню наблюдения.

Вместе барометрический и температурный эффекты должны антикоррелировать с интенсивностью мюонов. На рис. 5.1 приведены примеры изменения потока релятивистских мюонов для различных проявлений метеоэффектов. Продолжительность экспозиции в каждом случае составляет несколько суток. Измерения счета мюонов и величины давления проводились непрерывно за 1-минутные интервалы времени. Для более наглядного представления, изменение давления (P) приведено по модулю и совмещено с интенсивностью мюонов. Это эквивалентно тому, что ось шкалы давления (справа на рис. 5.1) направлена сверху вниз. В случае если вариация интенсивности связана только с барометрическим эффектом, обе линии (N_μ и P) должны совпадать на всем отрезке экспозиции. Видно, что на протяжении нескольких суток (графики на верхних двух панелях) поведение интенсивности мюонов (как плавное, так и скачкообразное) хорошо согласуется с изменением полного давления на поверхности Земли. При этом относительное изменение интенсивности $\Delta N_\mu / N_\mu \approx \beta_p \Delta P$, где $\beta_p = -0{,}16$ %/мбар. Значения изменений давления P взяты в усл. единицах (показателях генератора частоты датчика давления). Коэффициент корреляции на протяжении всего времени составляет величину не менее 0,8. Внизу (рис. 5.1) показана серия измерений, когда только один барометрический эффект не может полностью описать вариации интенсивности мюонов. Во всех приведенных примерах магнитосферные условия были спокойными и не влияли на изменения ГКЛ высоких энергий.

В настоящее время существует много способов для наблюдения различных характеристик состояния нижней атмосферы, включая наземные и спутниковые лидары, радиометры, озонометры и т.п. Периодически (несколько раз в сутки) прямые точечные измерения метеорологических параметров атмосферы проводятся с помощью шаров-зондов. Однако каждый из этих методов имеет определенные ограничения, связанные с погодными условиями (пло-

хая видимость) или малым временем пребывания над определенной территорией (спутники, шары-зонды).

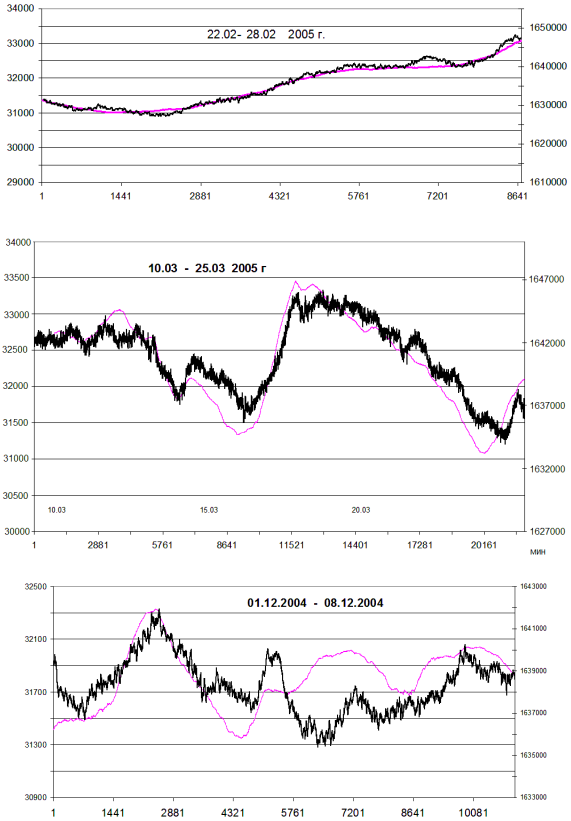

Рис. 5.1. Синхронные временные ряды интенсивности мюонов $N_\mu(t)$ и атмосферного давления p(t). Для наглядности линии совмещены. Плавная линия – поведение p(t) (в ед. частоты датчика давления); темная – поток мюонов: 1 – продолжительность 6 суток (22.02–28.02.2005); 2 – 15 суток (10.03–25.03.2004); 3 – 8 суток (01.12–08.12.2004). Ось X – время в минутах

Мониторинг атмосферы носит ограниченный по времени наблюдения и дискретный по месту характер, его результаты сложно

использовать для выработки предиктора приближающихся кратковременных высокоэнергоемких природных катаклизмов типа гроз, ураганов, если эти процессы имеют локальный характер.

Зависимость интенсивности направленного потока мюонов от изменения плотности воздуха вдоль области прямолинейной траектории их движения может быть использована в методе непрерывной мюонной диагностики термодинамического поля атмосферы. Одновременное наблюдение за количеством мюонов $N_\mu(\theta,\varphi)$, приходящих на поверхность из разных пространственных направлений в широком телесном угле, позволяет дистанционно, из решения обратной задачи определять параметры термодинамического поля по многим тысячам направлений, охватывающих площадь на уровне стратосферы порядка 10^3–10^4 км^2. Продолжительное наблюдение образует непрерывную серию двухмерных снимков-матриц, отражающих колебания плотности воздуха в «мюонном свете». Такие колебания могут быть обусловлены большим запасом энергии в некотором объеме атмосферы. Источниками энергии могут служить различные природные и техногенные процессы. Это дает возможность проследить динамику процессов во времени и изучить ряд сопутствующих физических явлений, развивающихся в неравновесной атмосфере. Такой подход и составляет суть мюонной диагностики атмосферы.

Непрерывное наблюдение за изменением термодинамического состояния атмосферы представляет интерес для изучения динамики развития и перемещения различных энергоемких процессов, обусловленных активными природными явлениями, такими как грозы, ураганы, тайфуны. Кроме этого, постоянный мониторинг является важной основой для разработки краткосрочных прогнозов погоды на мезомасштабном уровне.

Метеоэффекты вносят малый вклад в вариации потока мюонов. Например, изменение давления на 5 мбар или температуры на 5 градусов приводят лишь к 1% изменению потока мюонов. Поэтому к аппаратуре предъявляются жесткие требования по долговременной стабильности и требуются специальные методы для анализа данных с целью поиска термодинамических эффектов в «зашумленных» временных рядах. Метод мюонной диагностики впервые реализуется с помощью одной широкоапертурной назем-

ной установки. Одновременное и непрерывное наблюдение за количеством мюонов с разных направлений в широком диапазоне пространственных углов позволяет дистанционно, практически в реальном времени, определять различные динамические характеристики атмосферы.

Диагностика внутренних гравитационных волн (ВГВ) основывается, главным образом, на барометрическом эффекте. Поле стратосферных ВГВ создает чередование областей повышенной и пониженной плотности в атмосфере. Поток космических лучей при поперечном пересечении этого поля приобретает модуляцию как в пространстве, так и по времени (рис. 5.2). Одновременная регистрация интенсивности мюонов по многим временным рядам позволяет оценить характеристики ВГВ, а широкая апертура годоскопа дает возможность идентифицировать направление на очаг возмущения.

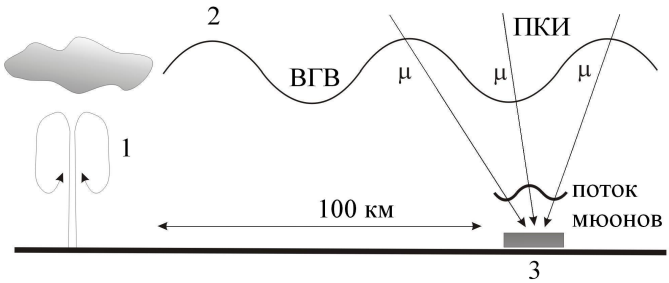

Рис. 5.2. Схема регистрации волнового поля ВГВ, связанного с грозовой активностью: 1 – отдаленная область формирования грозы; 2 − опережающее распространение ВГВ. ПКИ – пространственный поток галактического космического излучения, образующий мюоны в атмосфере; 3 – широкоапертурный мюонный годоскоп

В работах, выполненных на установках ТЕМП и УРАГАН при обработке многих синхронных временных рядов интенсивности мюонов из разных участков атмосферы, были зарегистрированы ВГВ, которые связаны с конвективными возмущениями атмосферы в предгрозовой период. Подробнее результаты исследований приведены ниже.

5.2. Оценка вариаций потока мюонов

Для изучения чувствительности потока мюонов космических лучей к термодинамическому состоянию атмосферы надо рассчитать изменения интенсивности мюонов $\Delta N_\mu / N_\mu$ при отклонении от равновесного распределения локальной плотности атмосферы на различных уровнях h, в слоях толщиной Δh. Это можно сделать численно, с учетом полученного (раздел 1.2) спектра мюонов $N_\mu\left(\geq \Delta\varepsilon, x, \theta\right)$. В отдельном слое Δh плотность должна быть изменена на небольшую величину $\rho(h) \times \delta$, где величина δ отражает относительное отклонение плотности на уровне h от равновесного значения. Функция $\rho(h)$ вычисляется с учетом вертикального температурного поля атмосферы. Фактически, плотность возмущенной атмосферы $\rho'(h)$ по высоте нужно брать в виде:

$$\rho'\left(h\right) = \begin{cases} \rho\left(h\right), & \text{если } 0 \leq h < h_1;\ h_2 < h < \infty \\ \rho\left(h\right) \times \left(1 + \delta\right), & \text{если } h_1 \leq h \leq h_2 \end{cases}$$

где h_1, h_2 – границы положения возмущенного слоя атмосферы.

В этом случае спектр мюонов оказывается зависящим еще от параметра возмущения плотности атмосферы δ. Вариация потока мюонов вычисляется как отношение величин:

$$\frac{\Delta N_\mu}{N_\mu} = \frac{N_\mu\left(\geq \Delta\varepsilon, x, \theta, \delta\right) - N_\mu\left(\geq \Delta\varepsilon, x, \theta, 0\right)}{N_\mu\left(\geq \Delta\varepsilon, x, \theta, 0\right)}.$$

На рис. 5.3 приведены результаты моделирования для уровня наблюдения $x = 1030$ г/см^2 в вертикальном потоке частиц при пороговой энергии мюонов $\Delta\varepsilon = 0{,}4$ ГэВ. Значение порога 0,4 ГэВ является характерной величиной для наземных сцинтилляционных установок для регистрации мюонов. По оси абсцисс указана высота атмосферы в км. Значения δ взяты в широких пределах изменения плотности: $-0{,}2 \leq \delta \leq +0{,}2$. Варьируемый слой $\Delta h = 5$ км последовательно располагался на всех высотах от поверхности Земли вплоть до 45 км, где остаточная атмосфера практически отсутствует. Изменение потока мюонов оказывается наиболее чувстви-

тельным к возмущениям плотности воздуха на стратосферных высотах в районе 10–20 км. Здесь, как говорилось выше, в основном происходит рождение мюонов из распада заряженных пионов.

В более наглядном виде изменения потока мюонов $\Delta N_\mu / N_\mu$ в зависимости от величины вариации локальной плотности δ представлены на рис. 5.4. Видно, что на фиксированных уровнях величина эффекта меняется практически линейно от амплитуды вариаций в широком диапазоне высот. Дополнительные расчеты показали, что значения $\Delta N_\mu / N_\mu$ остаются почти постоянными (в пределах небольшого тренда ± 0,001) для диапазона зенитных углов от 0° до 70° при изменении возмущений в пределах $-0{,}2 \le \delta \le +0{,}2$.

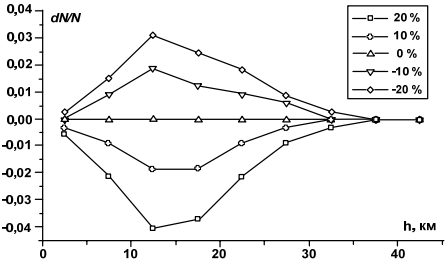

Рис. 5.3. Изменение относительной интенсивности $\Delta N_\mu / N_\mu$ мюонов в зависимости от величины барического возмущения в слое атмосферы δ (%): -20; -10; 0; +10; +20. Ось x – высота атмосферы

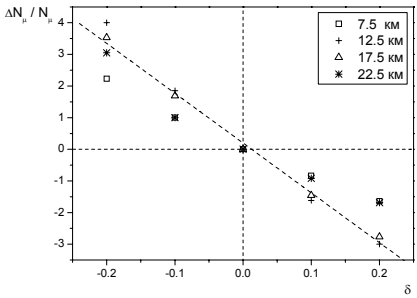

Рис. 5.4. Изменение потока мюонов в зависимости от амплитуды вариаций (δ) плотности воздуха на разных высотах атмосферы

Удельные изменения интенсивности мюонов, отнесенные к слою толщиной $\Delta x(\delta)$, где происходит изменение плотности на величину δ, представляют собой барометрический коэффициент β_p (размерность %/мбар):

$$\beta_p(\geq \Delta\varepsilon, x, \theta, h) = \frac{\Delta N_\mu}{N_\mu} \times \frac{1}{\Delta x(\delta)}.$$

Геометрическая толщина слоя $\Delta x(\delta)$ в единицах давления (мбар) зависит от высоты и учитывается при вычислении β_p. Расчет функции $\beta_p(\geq \Delta\varepsilon, x, \theta, h)$ выполнен для вертикального потока с изменением плотности на разных высотах (при x = 1030 г/см^2, $\Delta\varepsilon$ = 0,4 ГэВ) применительно к установкам типа мюонных телескопов. На рис. 5.5 показано поведение β_p в зависимости от высоты атмосферы. Максимальные значения β_p относятся к эффективной высоте генерации пионов (h ~ 100 г/см^2). Усредненное значение β_p по всей толщине атмосферы получается равным 0,17 % /мбар для пороговой энергии $\Delta\varepsilon$ = 0,4 ГэВ. При изменении пороговой энергии до 1 ГэВ значение барометрического коэффициента изменяется мало (на величину 0,01). Полученное усредненное значение β_p совпадает с экспериментальными данными многих работ и близко к оценкам других авторов.

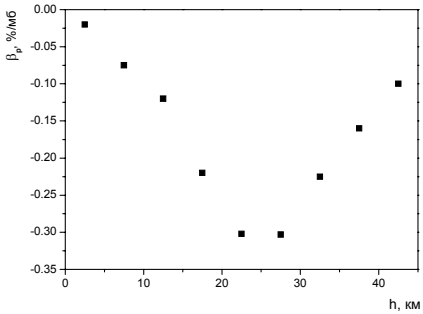

Рис. 5.5. Изменение барометрического коэффициента в зависимости от высоты атмосферы

Поток мюонов, регистрируемый в глубине атмосферы на уровне x, реагирует на вариацию температуры ΔT в слое Δh на вы-

соте h, поскольку она вызывает изменение плотности атмосферы $\rho(h)$. Характеристикой процесса является температурный коэффициент:

$$\beta_T(\geq \Delta\varepsilon, x, \theta, h) = \frac{\Delta N_\mu}{N_\mu} \times \frac{1}{\Delta T} \times \frac{1}{\Delta x}, \text{ (\% / град.)}$$

Параметр β_T является нелинейной функцией в зависимости от высоты h и зенитного угла θ движения мюонов. По оценкам многих авторов, для наземных мюонных детекторов среднее значение $\beta_T \approx -0{,}2$ % /град.

Таким образом, локальные колебания плотности и температуры воздуха в стратосфере вызывают изменения интенсивности мюонов, регистрируемых на поверхности Земли, которые могут быть использованы в мюонной диагностике состояния атмосферы.

5.3. Изучение ВГВ от грозовой активности

Внутренние гравитационные волны (ВГВ, или волны плавучести, в которых действует вертикальная возвращающая сила за счет гравитационного поля Земли) генерируются в атмосфере от различных возмущений. Их изучение представляет интерес, как для метеорологии, так и для мониторинга высокоэнергичных стихийных гидрометеорологических явлений (СГЯ). В метеорологии в последнее время роли ВГВ отводится все большее значение в развитии мезомасштабных атмосферных аномалий (десятки – сотни км) как дополнительных источников энергии, влияющих на динамику протекания процессов или играющих роль спускового механизма при перераспределении энергии воздушных масс. Существенным является также влияние ВГВ на крупномасштабную циркуляцию атмосферы, на развитие мелкомасштабной турбулентности, особенно в условиях устойчивой стратификации. Дистанционное наблюдение ВГВ от отдаленных источников служит мониторингом энергоемких динамических явлений, таких как ураганы, смерчи, грозы и т.п.

Помимо традиционных барографических методов или других физических способов наблюдения наведенного или отраженного излучения (лидары, радары и т.д.) для регистрации ВГВ используется методика вариаций различных компонент КЛ. Быстрое периодическое изменение плотности в атмосфере приводит к модуляции проходящего через эту область потока КЛ. В ранних работах измерялся поток гамма квантов на высотах 15–20 км с помощью аппаратуры, поднятой на воздушном шаре. Зарегистрированы периодические колебания интенсивности КЛ с периодами $T \approx 10-20$ минут на протяжении нескольких часов полета на фиксированной высоте. Результаты повторялись в серии экспериментов. ВГВ неоднократно регистрировались в глубине атмосферы в проникающем потоке ядерноактивных частиц с помощью нейтронных мониторов. Имеются исследования, в которых приведены данные по изучению волнового процесса, связанного с солнечным терминатором (волны на границе раздела день–ночь) в утреннее и вечернее время. Нейтронные мониторы являются установками интегрального типа, поэтому они могут фиксировать ВГВ с большой длиной волны, превышающей угловой раствор апертуры в несколько раз ($\Lambda_{\min} \geq 30 \div 40$ км).

Мюонный годоскоп с высокой угловой грануляцией позволяет качественно улучшить методику изучения характеристик ВГВ за счет значительного смещения нижней границы длин волн в короткую область ($\Lambda_{\min} \geq 2$ км) и возможности двухмерного наблюдения структуры и мощности волнового процесса: пространственное разрешение – около 300 м (на высоте 10 км), общая площадь снимка-матрицы – порядка 1000 км^2. При минутной экспозиции отдельных снимков можно наблюдать волновые процессы с периодом больше двух минут.

Увеличение углового размера отдельных ячеек улучшает статистическую точность измерения, но приводит к интегрированию данных волнового поля. При синусоидальном характере колебаний суммирование на длине, большей половины волны, приводит к уменьшению величины амплитуды в спектре мощности при фурье-анализе. Максимальное значение спектра мощности получается при размере ячейки, которая составляет от четверти до трети длины волны.

На начальном этапе исследований важно связать регистрируемый волновой процесс и его источник. Конвективно-грозовые явления в атмосфере, как правило, приводят к генерации ВГВ. Факт появления грозового облака легко фиксировать по специфической форме изменения приземного давления – так называемому «грозовому носу». Амплитуда импульса давления в момент прохождения такого облака вблизи точки наблюдения превышает доли миллибар, а длительность всплеска составляет десятки минут. Для грозовых процессов характерно устойчивое распределение, по высоте атмосферы температуры и частоты Брейта-Вяйсяла в течение нескольких часов. Такая стабильность приводит к увеличению времени жизни волновых процессов, что должно улучшить разрешение по частоте и достоверности пиков в спектрах мощности при обработке временных рядов повышенной длительности (три-пять часов). Для анализа можно использовать суточные ряды матричных данных интенсивности мюонов. При обработке бралось разное угловое разрешение матриц: от одной до 16 ячеек. Соответствующие временные ряды давления содержали признаки грозовых облаков: один или несколько «грозовых носов».

Рассмотрим несколько примеров вариаций потока мюонов КЛ в сопровождении различных метеоусловий. На рис. 5.6 приведена ситуация, когда гроза произошла в относительно спокойной атмосфере – давление медленно уменьшалось в течение суток со скоростью около 0,6 мбар/ч. На этом фоне было зарегистрировано 5 всплесков давления. На рис. 5.7 показан фрагмент синхронного измерения интегральной интенсивности мюонов и приземного давления с тремя всплесками для этого события (15.05.1997 г.). Первый всплеск давления зафиксирован в 15:20 ч. На рисунке заметно импульсное уменьшение интенсивности мюонов, связанное со всплесками давления от «грозовых носов» во время прохождения грозового облака.

Синхронность во времени нарушается на 10–15 мин. Первое уменьшение интенсивности мюонов (15:20 ч.) опережает всплеск, второе уменьшение (16:20 ч.) – запаздывает по отношению к всплеску давления. В момент времени (около 16 часов) всплеск давления отсутствует, а интенсивность мюонов возрастает. Рассогласованность всплесков интенсивности мюонов и давления мож-

но интерпретировать за счет вертикального перемещения избытка давления. В первом случае импульс давления перемещался сверху вниз (импульс мюонов его опережает, мюоны распространяются на таком масштабе практически мгновенно); во втором случае, наоборот, импульс давления поднимался в стратосферу, где барометрический эффект максимален – импульс мюонов при этом отстает.

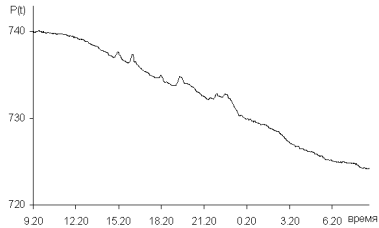

Рис. 5.6. Поведение приземного давления p(t) в течение суток с грозой 15.05.1997 г.

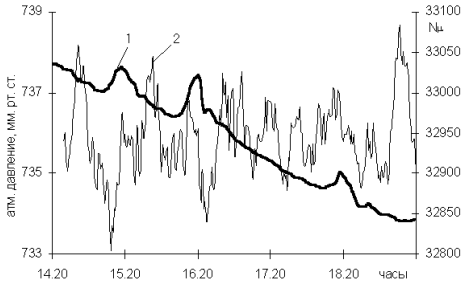

Рис. 5.7. Фрагмент синхронной регистрации активного периода грозы 15.05.1997 г.: 1 – поведение давления p(t) на уровне земли; 2 – интенсивность мюонов N(t)

В промежуточные моменты времени положительный импульс интенсивности мюонов соответствует уменьшению плотности в стратосфере, однако импульс уменьшения давления не доходит до поверхности (датчик не регистрирует сигнал). Это может свидетельствовать в пользу трехмерного развития ВГВ.

Для обнаружения волнового процесса в атмосфере был проведен спектральный анализ на различных временных отрезках в течение этого дня, продолжительностью по 3–4 ч. Выявлено несколько периодов колебания с разной фазовой скоростью. В пред-

грозовой период времени зарегистрирован ряд высокочастотных колебаний с периодами 2,5–5 минут. На рис. 5.8 показан график спектральной плотности S(f) (10:30 – 14:30 ч.) для матричных данных с удвоенным размером ячейки. Видны три моды колебаний с амплитудой около 6 среднеквадратических отклонений и периодами колебаний T (мин) $\approx 2{,}2;\ 2{,}9;\ 4{,}3$ (или частототами колебаний f (мин$^{-1}$) $\approx 0{,}45;\ 0{,}34;\ 0{,}23$). Оценка средней длины волны для этих колебаний дает значение $\Lambda \approx (3 \pm 1)$ км, а фазовая скорость близка к $V \approx (60 \pm 20)$ км/ч.

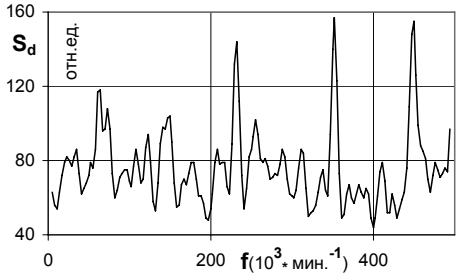

Рис. 5.8. Спектр мощности для грозы 15.05.1997 г. в период 10.30 – 14.30 ч.

В спектре мощности данных по давлению в это же время присутствуют менее выраженные пики (рис. 5.9). Для спектральных колебаний интенсивности КЛ в грозовой период характерна необычно большая когерентность – частотное разрешение пиков составляет около 5%, что значительно превосходит результаты для барических колебаний на поверхности Земли. Смещение времени на 1 час (приближение к первому грозовому облаку, 11:00 – 15:20 ч.) меняет динамику ВГВ. Происходит возрастание мощности отдельной моды $f \simeq 0{,}23$ (рис. 5.10) до 12 среднеквадратических отклонений (левая шкала S_d, толстая линия графика).

Для сравнения с возможностью регистрации такого процесса с помощью установок интегрального типа (нейтронные мониторы, мюонные телескопы) проведен спектральный анализ временного ряда полной интенсивности мюонов, просуммированной по всей матрице. Это эквивалентно измерениям с помощью мюонного го-

доскопа в интегральном режиме. Тонкой линией (рис. 5.10) указана соответствующая спектральная плотность S_i. Одно деление вертикальной шкалы соответствует амплитуде S в масштабе четырех среднеквадратичных отклонений. В районе частоты $f \simeq 0,2$ мин$^{-1}$ какой-либо пик для интегральных данных отсутствует, хотя на других частотах видны пики значительно меньшей амплитуды, которые согласуются с линиями для спектра давления (рис. 5.9). Видно, что дифференциальные измерения потока мюонов КЛ надежно выделяют волновой процесс.

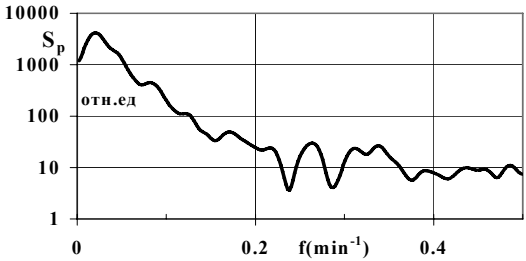

Рис. 5.9. Спектр мощности атмосферного давления S_p перед грозой 15.05.1997 г. Данные относятся к 11:00–15:20 ч.

Полная обработка события 15.05.1997 г. по нескольким грозовым событиям показала, что в основном присутствуют короткопериодные волны с периодами от 2 до 6 мин (80%). Результат не согласуется с данными наземных измерений с помощью давления,

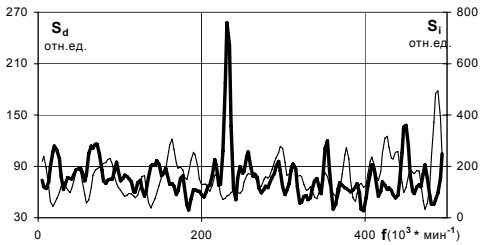

Рис. 5.10. Спектр мощности S перед грозой 15.05.1997 г. в период 11:00 – 15:20 ч. Толстая линия (шкала S_d) – дифференциальные данные потока мюонов; тонкая (S_i) – интегральный поток мюонов

где в том же диапазоне было зарегистрировано только 25% колебаний. Расхождение связанно с низкой эффективностью регистрации короткопериодических волн наземными барографами из-за сильного затухания волнового процесса по высоте атмосферы.

Рассмотрим регистрацию вариаций потока мюонов КЛ в условиях нестабильного состояния атмосферы (рис. 5.11). Событие 06.05.1997 г. произошло в условиях знакопеременного градиента

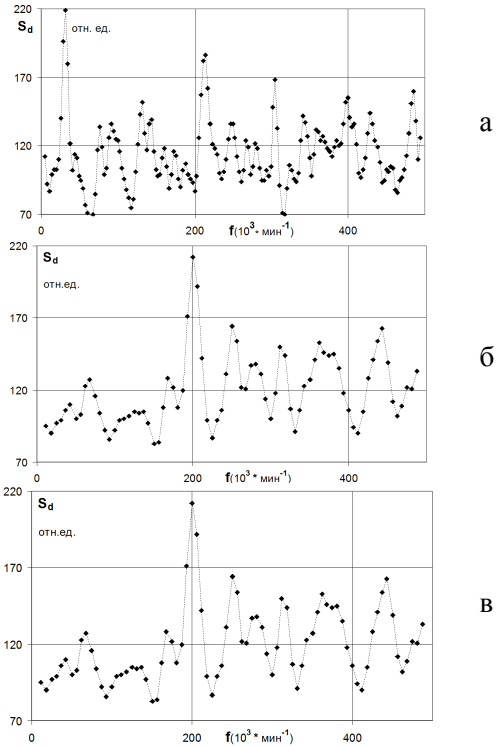

Рис. 5.11. Спектр мощности дифференциальной интенсивности мюонов S_d во время грозы 6.05.1997: а–(11:00–15:00); б – (15:00–19:00); в – (19:40 – 21:50)

давления: с приближением грозы с 11:00 ч. давление падало, а затем (после 15:30 ч.) росло со скоростью ≈ 0,6 мбар/ч. Спектраль-

ный анализ, проведенный для различных отрезков времени на интервале 11−22 ч. показал, что в атмосфере развиваются высокочастотные ВГВ, период которых лежит в диапазоне от 3 до 50 мин. В спектре плотности для давления также присутствуют слабовыраженные пики с близкими периодами колебаний. Приведенные результаты и анализ других гроз указывают, что в предгрозовой период в атмосфере возникают высококогерентные колебания с длиной волны несколько км и периодами 2,5 – 60 мин. Время жизни таких волн составляет более четырех часов. В дни со спокойными метеоусловиями время жизни таких волн обычно не превышает двух часов. Измерение интенсивности мюонов, проникающих через толстый слой атмосферы, позволяет также наблюдать пространственную картину волнового поля. На рис. 5.12 приведен пример распределения пространственной мощности волнового поля $P_{ik}(t)$ на площади около 1000 км^2 на уровне нижней стратосферы.

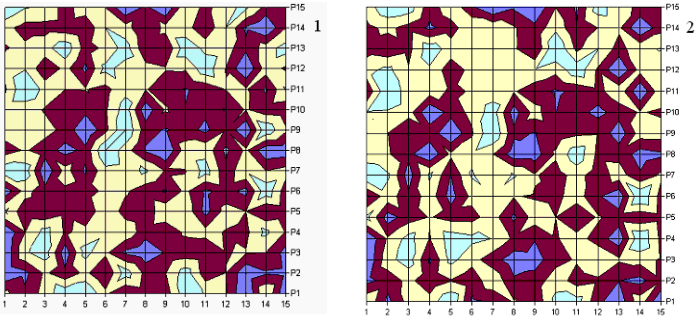

Рис. 5.12. Пространственное распределение мощности вариаций $P_{ik}(t)$ во время грозы 15.05.1997 г. Данные (1, 2) относятся к периоду времени 15:00 – 15:30 и отделены друг от друга 15-минутными интервалами. Отдельными цветами указана градация мощности от 80 до 120 (усл. единицы)

Проведенные исследования свидетельствуют, что мюонный годоскоп обладает высокой чувствительностью для дистанционной регистрации короткопериодических процессов, связанных с колебаниями плотности атмосферы, вплоть до стратосферы.

5.4. Предикторы высокоэнергетичных волновых процессов

Согласно статистическим данным около 40% всех стихийных гидрометеорологических явлений (СГЯ) приходится на случаи, связанные с зонами активной конвекции. К таким явлениям природы относятся шквалы, смерчи, ураганы, грозы, которые сопровождаются появлением ВГВ. Явному проявлению мощных атмосферных процессов предшествует скрытая фаза, в течение которой происходит накопление и преобразование энергии в верхних слоях атмосферы. Этот процесс сопровождается турбулентностью и конвекцией. Из анализа большого числа активных процессов в атмосфере (статистика около 150 событий) от конвективных штормов (гроз), проведенного метеорологами традиционными методами, было получено, что на высотах ≈ 250–300 мбар всплывающие конвективные ячейки вызывают генерацию ВГВ, которые по волноводам могли распространяться на большие расстояния. Конкретные способы генерации ВГВ могут быть разными: за счет сдвигового механизма на границах холодного воздуха, при влажно-конвективной неустойчивости и др. Важно, что возникающие ВГВ быстро распространяются и опережают приближение штормовых ячеек.

Существующие методы прогнозирования СГЯ основываются на использовании данных метеорологических локаторов (МРЛ), искусственных спутников Земли (ИСЗ), доплеровских радиолокаторов и т.п. Но небольшие горизонтальные масштабы и внезапность возникновения СГЯ без образования грозовых облаков, наполненных влагой, затрудняют их обнаружение при помощи МРЛ, ИСЗ. Кроме этого, чувствительность радиолокационной методики падает при наличии плотной облачности в ближней зоне наблюдения на пути луча-зонда.

Подход к прогнозированию СГЯ должен быть комплексным и многоуровневым. Один из таких методов может основываться на барических предвестниках СГЯ. Регистрация опережающих акустогравитационных волн на поверхности Земли сетью барометрических датчиков была апробирована в ряде работ отечественных и зарубежных авторов с регистрацией короткопериодичных волн (3 – 30 мин).

Другим методом может служить дистанционная мюонная диагностика волновых процессов в атмосфере. Распространяющиеся в стратосфере волны вызывают модуляцию пересекающего потока КЛ, которая с высокой эффективностью также регистрируется в установках типа мюонного годоскопа. На основе опережающего, устойчивого и нарастающего по амплитуде и мощности волнового процесса можно создать предиктор раннего оповещения о приближении природного катаклизма. Устанавливая заданный «порог тревоги» по относительной амплитуде A/σ спектральных вариаций или мощности волнового процесса $P(\geq æ\sigma)$, можно в режиме реального времени вырабатывать временной предиктор ΔT заблаговременного оповещения о приближении грозы (рис. 5.13). Величина ΔT отсчитывается от «порога тревоги» до момента появления «грозового носа».

Рис. 5.13. Схема определения предиктора ΔT гроз: 1 – динамическое поведение приземного давления перед грозой; 2 – изменение параметра A/σ во времени; 3 – импульс давления («грозовой нос»); ΔT – величина предиктора

Самая энергоемкая гроза в Москве за последние годы произошла в ночь 20 июня 1998 г. Несколько грозовых ячеек появилось в районе установки, начиная с 23:30 ч. В этот день экспозиция на установке ТЕМП началась с 14:30 ч.

Зарегистрированные ВГВ в этот день были чрезвычайно когерентными и короткопериодичными. На рис. 5.14 показан пример спектральной плотности $S(f)$ для отрезка времени 17:00 – 21:00 ч. В интегральном спектре потока мюонов волновой процесс был

практически незаметен за счет усреднения в пределах апертуры коротковолновых колебаний ($L \approx 3 - 4$ км).

Амплитуда спектральной плотности S для дифференциального по углам потока мюонов превысила 10 среднеквадратических отклонений на частоте $f =$ 0,4 мин$^{-1}$. Параметр мощности волно-

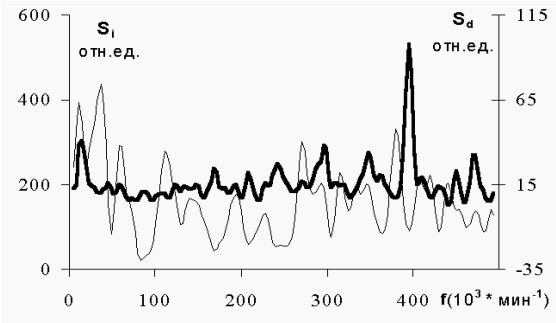

Рис. 5.14. Спектральная плотность дифференциальной интенсивности мюонов S_d (толстая линия, отн. ед.) и интегральной интенсивности мюонов S_i (тонкая линия, отн. ед.). Размер угловой ячейки 2×2°. Данные относятся к фрагменту грозы 20.06.1998 г.

вого процесса $P(\geq 3\sigma)$ с самого начала экспозиции превысил «уровень тревоги». Поэтому, время предиктора (14:30 ч.) является только нижней границей. Формирование грозы происходило в Калужской области (данные метеорологических радаров), более чем за 100 км от места активной фазы, где произошел сброс запасенной энергии.

С помощью установки УРАГАН было зарегистрировано отдаленное волновое возмущение в атмосфере на расстоянии около 140 км (в районе г. Дубны Московской обл.) 26 июня 2005 г. В этом событии была проведена обработка матричных данных с помощью вейвлет-анализа, которая показала, что надежно идентифицируется опережающий волновой процесс с периодом 1,5 ч. На рис. 5.15 приведена мощность волнового поля для вариаций потока мюонов с разными периодами из северо-восточного направления.

Таким образом, мюонная диагностика достаточно надежно идентифицирует волновые процессы на отдаленном расстоянии в стратосфере. При этом волновое возмущение над районом наблюдения опережает грозовые ячейки или волновой фронт на несколько часов.

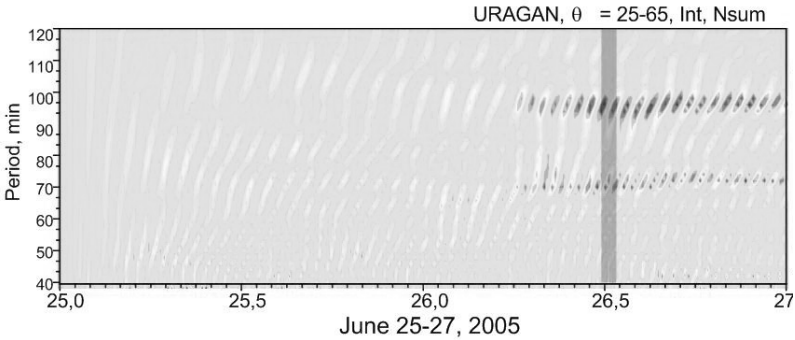

Рис. 5.15. Мощность волнового поля под зенитными углами около 70^0 из направления на северо-восток в отрезок времени 25–27 июня 2005 г.

5.5. Оценка вариаций температуры по интегральному потоку мюонов

Вариации мюонной компоненты КЛ позволяют дистанционно и практически непрерывно осуществлять мониторинг состояния среднемассовой температуры атмосферы ΔT. Даже такой интегральный параметр потенциальной энергии (ΔT) является важной метеорологической компонентой для прогнозирования погодных процессов. Временную зависимость $\Delta T(t)$ можно определить из поведения интегрального потока мюонов, исправленного на барометрический эффект. Чтобы экспериментально оценить характер изменения потока мюонов, в ранних космофизических исследованиях использовались переносные малогабаритные мюонные телескопы. Оценки ΔT на разных геопотенциальных уровнях, под различными зенитными углами хорошо удовлетворяли зависимости:

$$\frac{\Delta N_\mu}{N_\mu} = \beta_T \times \Delta T ,$$

при которой изменения температуры массы атмосферы ΔT связаны линейно с амплитудой вариаций потока мюонов. Изменения ΔT , восстановленные по вариациям потока мюонов, совпадали с прямыми аэрологическими измерениями. Было также проведено сопоставление вариаций потока мюонов (при разных пороговых энергиях $\Delta\varepsilon$) различных установок (кубических телескопов, наземных счетчиков медленных мюонов, подземных телескопов на глубине 30 и 50 м в.э.). Оказалось, что линейная зависимость сохраняется и удовлетворительно описывает поведение температуры на высотах от 1000 до 50 мбар. При вычислениях была введена аддитивная поправка на барометрический эффект, связанный с изменением давления. Это дополнительно подтверждает правомерность линейных приближений раздельного учета метеоэффектов, о которых говорилось выше.

Одновременные определения $\Delta T(h)$ на трех разных высотах (200, 300, 500 мбар), в серии измерений продолжительностью около месяца, были получены в работах японских физиков по вариациям КЛ на трех установках с различными порогами $\Delta\varepsilon$ (два мюонных телескопа и нейтронный монитор). При этом вся атмосфера H (мбар) условно разбивалась на три геопотенциальных уровня с флуктуациями температуры на фиксированных высотах $\Delta T(H_j)$. Величины ΔT_j находились из системы уравнений вида:

$$(\Delta N/N)_i = \sum W_{ji}(H_j, \Delta\varepsilon_i) \times \Delta T_j,$$

где W_{ji} – априорные теоретические температурные коэффициенты для различных i-компонент КЛ, относящихся к j-уровню слоя атмосферы H_j . В целом, полученные значения $\Delta T_j(h)$ качественно совпадали с прямыми аэрологическими данными.

Из приведенного краткого обзора следует, что формула для раздельного учета барометрического и температурного эффектов хорошо согласуется с экспериментом.

Поэтому интегральная интенсивность мюонов в экспериментах на установке ТЕМП также была использована для изучения поведения среднемассовой температуры на различных временных отрезках. Скорость счета мюонов в годоскопе составляет около 600 $с^{-1}$, что обеспечивает статистическую точность данных по потоку на уровне 0,07% за 1 час экспозиции. Давление измеряется ежеминутно с точностью 0,025 мбар. Точность двухчасовых данных по ΔT составляет около 0,3°. На рис. 5.16 и 5.17 показано суточное поведение $\Delta T(t)$ в весенний период, как для отдельного дня, так и для усредненных данных по недельной серии измерений. Видно, что в отдельный день (конец мая) среднемассовая температура $\Delta T(t)$ возрастает во второй половине дня. Такой сдвиг к вечернему времени объясняется естественной инертностью массы атмосферы при прогреве в дневное время. С другой стороны, из рис. 15.17 следует, что в переходный межсезонный период (конец марта) среднемассовая температура была практически на постоянном уровне в течение недельного периода времени. На рис. 5.18 приведено среднесуточное изменение массовой температуры атмосферы, усредненное по декадам, за трехмесячный период измерений. Сезонное поведение ΔT (март–май 1998 г.) отражает перестройку структуры атмосферы в весенний период времени. Полученная величина перепада $\Delta T \approx 20°$ оказалась близкой к среднестатистическому изменению приземной температуры за тот же период времени для московского региона.

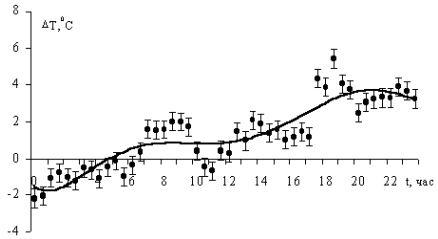

Рис. 5.16. Вариации среднемассовой суточной температуры по данным годоскопа. Данные относятся к 26.05.1998. Сплошная линия – аппроксимация полиномом. Изменения ΔT° получены усреднением двухчасовых данных интенсивности мюонов

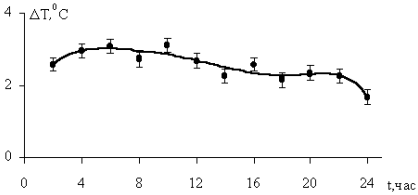

Рис. 5.17. Суточные вариации среднемассовой температуры ΔT°. Данные усреднены за период 25 – 30 марта 1997 г. Сплошная линия – аппроксимация полиномом

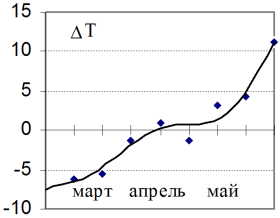

Рис. 5.18. Динамика сезонного хода изменения суточной среднемассовой температуры (усредненной по декадам) по данным мюонного годоскопа ТЕМП. Результаты относятся к временному интервалу с 1 марта по 20 мая 1997 г.

Таким образом, мюонный годоскоп позволяет практически в режиме реального времени проводить мониторинг изменения среднемассовой температуры воздушного бассейна над большим районом, охватывающим территорию мегаполиса (более 1000 км^2 на уровне нижней стратосферы).

Вопросы и задания для самостоятельной работы

Раздел 5.1

1. В чем состоит влияние метеоэффектов на поток КЛ высокой энергии (мюонов и нейтронов) ?
2. Почему температурный эффект оказывается важным для вариаций потока мюонов и не влияет на поток ядерноактивной компоненты?
3. Зависит ли величина метеоэффекта от зенитного угла наблюдения потока частиц в атмосфере?
4. Как измерить барометрический коэффициент для мюонов?
5. Как измерить температурный коэффициент для мюонов?

Раздел 5.2

1. При каких условиях можно отдельно изучать барометрический и температурный эффекты в космических лучах?
2. Почему при возрастании температуры атмосферы поток мюонов на поверхности Земли уменьшается?
3. Почему при возрастании атмосферного давления поток мюонов в глубине атмосферы уменьшается?
4. Как перейти от уровня атмосферы в единицах г/см^2 к глубине, выраженной в линейных единицах (например– в метрах)?
5. Как зависят от толщины атмосферы распределения температуры, плотности и давления?

Раздел 5.3

1. Что физически представляют собой ВГВ? Как они могут возникать в атмосфере?
2. Почему направленная интенсивность мюонов зависит от мощности ВГВ?
3. С чем связано ограничение на величину минимального периода ВГВ, регистрируемых с помощью мюонных годоскопов?
4. Почему идентификация ВГВ оказывается значительно хуже при измерениях в интегральном потоке КЛ, чем при регистрации по матричным данным годоскопов?
5. С чем связано опережающее наблюдение ВГВ?

Раздел 5.4

1. Почему регистрация ВГВ может служить для выработки предвестника приближения грозы к месту наблюдения?
2. Какая площадь стратосферы может «контролироваться» с помощью одного мюонного годоскопа?
3. Почему наземные датчики атмосферного давления менее чувствительны для выработки предиктора ВГВ?
4. Как построить физический алгоритм для выработки раннего предиктора приближения грозовой активности с применением метода мюонной диагностики?
5. В чем состоит преимущество установок типа УРАГАН при проведении мониторинга высокоэнергичных динамических процессов в атмосфере?

Раздел 5.5

1. Что такое среднемассовая температура атмосферы?
2. Как меняется среднемассовая температура в зависимости от времени года?
3. Как зависит изменение потока мюонов от вариаций среднемассовой температуры атмосферы?
4. Назовите дистанционные методы измерения вертикального разреза температуры атмосферы?
5. Изобразите графически вертикальный разрез температуры атмосферы в дневное и ночное время суток.

VI. ПЕРСПЕКТИВЫ МЮОННОЙ ДИАГНОСТИКИ

6.1. Изучение нейтронов СКЛ высокой энергии

Во время мощных солнечных вспышек конфигурация магнитных полей в области хромосферы быстро меняется, что приводит к ускорению солнечных протонов до высоких энергий, вплоть до нескольких десятков ГэВ. В свою очередь эти высокоэнергичные протоны могут сталкиваться с нуклонами солнечной плазмы (протонами и ядрами гелия) с образованием (в одном из каналов рождения) «прямых» солнечных нейтронов, например в реакции перезарядки:

$$p_{\odot} + p_{\odot} \to n_{\odot} + \pi^{+} + p_{\odot} .$$

Нижний индекс у протонов и нейтронов указывает на их солнечное происхождение. Высокоэнергичный нейтрон $n_{\odot}$ распространяется в межпланетном пространстве практически по прямой, подобно солнечному свету. Как указывалось выше, при попадании нуклонов в верхний слой атмосферы Земли на глубине порядка длины пробега взаимодействия $\lambda \approx 100$ г/см^2, что соответствует высоте около 15 км от поверхности, происходит ядерная реакция типа:

$$n_{\odot} + N \to \pi^{-} + p + N$$

с образованием π-мезонов, которые могут дальше также взаимодействовать в атмосфере. При этом образуется ядерно-каскадный процесс либо происходит распад энергичного π-мезона по каналу:

$$\pi^{-} \to \mu^{-} + \tilde{\nu} .$$

Если для оценки принять $E_{\pi} \approx 10$ ГэВ, то даже в этом случае (при больших энергиях) его распадный путь будет небольшим:

$$l_{\pi} \simeq \tau_{\pi}^{0} \cdot \frac{E_{\pi}}{m_{\pi}c^{2}} \cdot c = 2 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{10\,\text{ГэВ}}{0{,}14\,\text{ГэВ}} \cdot 3 \cdot 10^{10}\,\frac{\text{см}}{\text{с}} \simeq 5 \cdot 10^{4}\ \text{см} \simeq 500\ \text{м} \cdot$$

Образовавшийся в стратосфере мюон практически не распадается и достигает уровня Земли, поскольку его время жизни значительно больше ($\tau_{\mu}^{0} = 2 \cdot 10^{-6}$ см), чем у π-мезона. Распадный путь мюона составляет величину $l_{\mu} \simeq 500$ м$\cdot 10^2 = 50$ км, что превышает толщину остаточной атмосферы. Он попадет на поверхность земли.

Следует отметить, что солнечные высокоэнергичные протоны в атмосфере Земли также образуют мюоны в аналогичной цепочке превращений: $p_{\odot} \to \pi \to \mu$. Однако протоны СКЛ при распространении в ММП будут «фокусироваться» вдоль линии спирали Архимеда и попадут в магнитосферу Земли под углом ≈ 45° относительно прямой Солнце–Земля. Поэтому идентификация мюонов нейтронного или протонного происхождения проводится раздельно с учетом их пространственного направления попадания в годоскоп с хорошим угловым разрешением. С этой целью можно использовать методику мюонной диагностики для наблюдения избытка мюонов в солнечном направлении во время генерации СКЛ высокой энергии.

Алгоритм вычисления угловых координат прохождения мюона через детектирующие плоскости годоскопа состоит в следующем.

1. По текущему моменту времени t (год, месяц, день, суточное время) восстанавливаются угловые географические координаты луча Солнца (в данном случае для Москвы) – θ_c, φ_c.

2. По этим углам находятся локальные координаты в системе годоскопа ($\theta_c \to \theta, \varphi_c \to \varphi$). Пересчет обусловлен тем, что геометрически направление осей сцинтилляционных счетчиков (система отсчета *x, y*) развернуто относительно географической системы координат.

3. Зная локальные координаты (θ, φ), можно определить номер ячейки (i, k) матрицы и соответствующее число мюонов $N_{ik}(t)$ для солнечного направления в момент времени *t*.

4. Для следующего момента времени, смещенного на одну минуту, проводятся аналогичные вычисления.

В течение времени прямой видимости Солнца луч «описывает некоторую траекторию» на снимке матрицы. На рис. 6.1 приведена схема перемещения светового луча в дневное время (темная линия). Отдельные затемненные квадратики на траектории отражают «солнечные ячейки» для различных моментов времени.

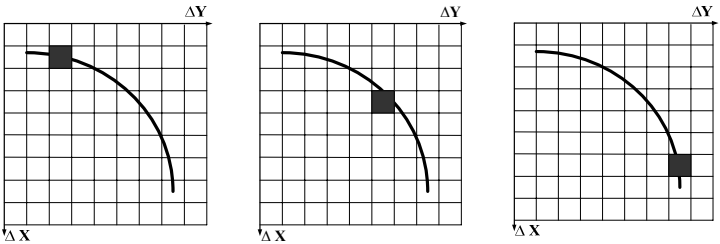

Рис. 6.1. Схема перемещения светового луча по отдельным ячейкам матрицы для разных моментов времени. Слева направо: утро, день, вечер. Темные квадратики соответствуют отдельным моментам времени

Поскольку угловая скорость суточного вращения Земли составляет $\approx 360^{o} / 1440$ мин $= 0,25^{o}$ / мин, то отдельная ячейка размером $(1^{o} \times 1^{o})$ будет иметь постоянное солнечное направление в среднем в течение четырех минут. Для улучшения статистической точности можно проводить суммирование в пределах этого интервала.

Ожидаемое превышение в счете мюонов должно быть небольшим, и идентификацию «всплеска» можно осуществить статистическим методом в виде отклонения от среднего значения. С этой целью для отдельных ячеек (i, k) солнечного направления строится временной ряд нормированных отклонений $n_{ik}^{c}(t)$, которые свободны от влияния апертуры. В случае регистрации избытка мюонов в период времени вспышки, начиная с момента t^{*}, в суточном временном ряду $n_{ik}^{c}(t^{*})$ должно наблюдаться превышение счета. На рис. 6.2 приведена ожидаемая схема наблюдения мюонов «солнечного происхождения» для трех последовательных момен-

тов времени $n_{ik}^{c}(t^{*})$. В данном примере продолжительность вспышки должна составлять 6–12 мин.

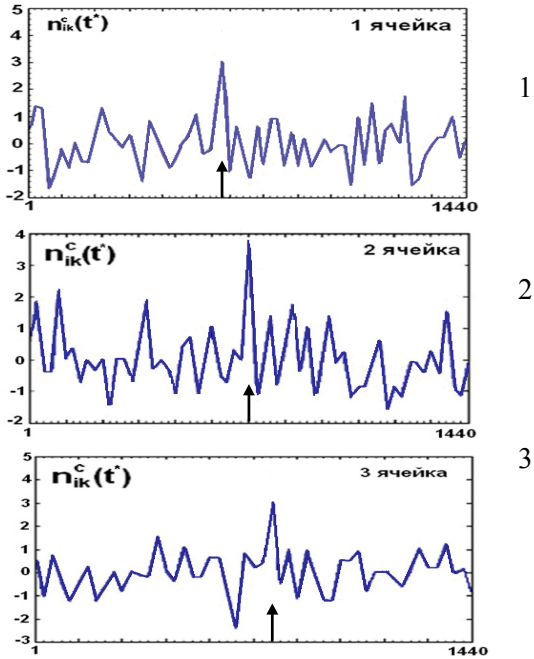

Рис.6.2. Схема возможной регистрации мюонов от «прямых» солнечных нейтронов во время вспышек: 1 − ожидаемый счет $n_{ik}^{c}(t^{*})$ в первой ячейке в момент времени t^{*}, соответствующий началу вспышки; 2 – превышение счета во второй ячейке для момента ($t^{*} + 4мин$); 3 – превышение для ($t^{*} + 8мин$). Ось x – суточное время в минутах. Стрелкой указаны отдельные моменты времени вспышки

В настоящее время известно несколько экспериментов, проведенных с помощью высокогорных нейтронных мониторов (толщина атмосферы небольшая), в которых наблюдается небольшой избыток в интегральном счете нейтронной компоненты КЛ. Дан-

ные получены в период времени, когда апертура мониторов была направлена на Солнце. По оценкам авторов кинетическая энергия солнечных нейтронов относилась к области сотен МэВ.

Прямые нейтроны СКЛ при $T_n \geq 1 ГэВ$ до сих пор не были обнаружены ввиду отсутствия адекватных средств регистрации. Минимальную энергию нейтронов солнечного происхождения при регистрации мюонов на уровне земли можно найти из оценки потерь энергии на ионизацию, которую тратит мюон на своем пути в остаточной атмосфере:

$$T_n^{мин} \geq (dE/dx) \cdot \Delta x / cos\theta ,$$

где $dE/dx \approx 2$ МэВ/(г/см^2) – удельные ионизационные потери;
$\Delta x \approx 900$ г/см^2 – толщина остаточной атмосферы.
Величина $cos\theta$ учитывает увеличение эффективной толщины атмосферы при наклонной регистрации мюонов. В формулу следует ввести кинематический коэффициент (m_π / m_μ), связанный с распадным происхождением мюонов от пионов. В результате получается $T_n^{мин} \geq 2,5$ ГэВ при вертикальном попадании мюонов в годоскоп. Для наклонных событий эта величина еще больше.

Таким образом, регистрация солнечных вспышек с помощью наземных мюонных годоскопов позволяет продвинуться более чем на порядок по энергии регистрации прямых нейтронов.

6.2. Солнце–мишень космического ускорителя

Более 20 лет назад в ряде теоретических работ рассматривалась возможность использования протонов ГКЛ в качестве пучка природного «космического ускорителя» для взаимодействия с мишенью-веществом Солнца за счет p–N реакций различного вида. Одной из таких реакции может быть процесс типа перезарядки:

$$p^+ + p_\odot^+ \rightarrow n_\odot + N + ...$$

В этой реакции протоны «пучка» ГКЛ (p^+) сталкиваясь с протонами солнечной мишени ($p_{\odot}^{+}$) образуют нейтрон ($n_{\odot}$), барион и другие ядерноактивные частицы. Нижние значки у протона и нейтрона указывают на их солнечное происхождение.

Рожденные на Солнце нейтроны с энергией T_n больше сотни МэВ могут достигнуть Земли и образовать вторичные мюоны при взаимодействии с атомами верхних слоев атмосферы в цепочке превращений типа $n_{\odot} \to \pi \to \mu$ аналогично процессам, рассмотренным в предыдущем разделе. Поскольку рассматриваются вторичные частицы (π, μ) высоких энергий (при $E >> mc^2$), то траектория их движения практически лежит на одной линии, совпадающей с траекторией нейтрона вдоль светового луча.

Регистрация такого процесса может проводиться подобно идентификации нейтронов солнечных вспышек по атмосферным мюонам с использованием широкоапертурного мюонного годоскопа. Разница состоит в том, что вспышечные нейтроны генерируются кратковременно в момент вспышки и должны наблюдаться в определенном небольшом наборе ячеек (i, k) на снимках-матрицах. В процессе регистрации нейтронов «космического ускорителя» нейтроны будут наблюдаться весь световой день, пока «световой луч» проходит через апертуру годоскопа.

Проведем оценку чувствительности аппаратуры к потоку мюонов солнечного происхождения ($j_{\mu}^{\odot}$). Для наблюдения эффекта во временном ряду необходимо, чтобы избыток числа «солнечных» мюонов, сосчитанных в установке, превышал статистическую оценку точности счета фоновых мюонов галактического происхождения ($j_{\mu}^{ГКЛ}$) в к раз:

$$j_{\mu}^{\odot} \cdot S \cdot t \geq \kappa \cdot \sigma_{\mu}^{\text{ГКЛ}},$$

где $j_{\mu}^{\odot}\left(\text{см}^{-2} \times \text{с}^{-1}\right)$ – практически параллельный поток мюонов «солнечного» происхождения, рожденных в цепи превращений $n_{\odot} \to \pi \to \mu$;

$S(\text{см}^2)$ – площадь наземного годоскопа. Для простоты оценок считаем, что она не зависит от угла наблюдателя и равна 10 м^2 ;
$t(\text{с})$ –время экспозиции в направлении «на Солнце».

Величина среднеквадратического отклонения $\sigma_\mu^{ГКЛ}$ получается из оценок значения числа сосчитанных фоновых мюонов ГКЛ:

$$\sigma_\mu^{ГКЛ} = \sqrt{N_\mu} = \sqrt{j_\mu^{ГКЛ} \cdot S \cdot t \cdot d\Omega}\ ,$$

где $j_\mu^{ГКЛ}$ – интенсивность мюонов ГКЛ на уровне Земли. Величина $j_\mu^{ГКЛ} \approx 10^{-2}\,\text{см}^{-2}\times\text{с}^{-1}\times\text{ср}^{-1}$;
$d\Omega$ – угловое разрешение годоскопа для наблюдения «солнечных» мюонов (ячейки минимального размера). Величина

$$d\Omega \approx (1^0 \times 1^0) \approx \frac{1}{57}\cdot\frac{1}{57} \approx \frac{1}{3600} \approx 3\cdot 10^{-4}\,\text{ср}\,.$$

Возьмем для определенности время наблюдения на солнце равное 1 год ($t = \pi \cdot 10^7\,\text{с}$). Из выше указанных соотношений получаем:

$$j_\mu^{\odot} \cdot S \cdot t = \kappa \cdot \sqrt{j_\mu^{ГКЛ} \cdot S \cdot t \cdot d\Omega}\ .$$

После простого преобразования и подстановки численных значений находим нижнюю оценку для потока мюонов:

$$j_\mu^{\odot} = \kappa \cdot \sqrt{\frac{j_\mu^{ГКЛ} \cdot d\Omega}{S \cdot t}} = 3 \cdot \sqrt{\frac{10^{-2} \cdot 3 \cdot 10^{-4}}{10^5 \cdot 3 \cdot 10^7}} \approx 3 \cdot 10^{-9}$$

Таким образом, годоскоп площадью 10 м^2 чувствителен к регистрации дополнительного, практически постоянного потока мюонов из направления «на Солнце» на уровне $3\times 10^{-9}\,\text{см}^{-2}\times\text{с}^{-1}$ с превышением галактического фона в 3σ раз, если экспозиция составляет около 1 года.

Оценим теперь интенсивность коллимированного пучка нейтронов в направлении Земли, генерируемого на Солнце изотропным потоком протонов ГКЛ. Диск Солнца не может быть использован в качестве мишени, поскольку частицы ГКЛ полностью поглощаются, и нейтроны не могут выйти из толстого поглотителя. Полное число ядерных взаимодействий ($I_{Я}^{\odot}$) в газовой солнечной мишени записывается в виде:

$$I_{Я}^{\odot}(\text{см}^{-2}\times\text{с}^{-1}) \approx j_p^{ГКЛ} \cdot d\Omega^{\odot} \cdot (\frac{x_{эф}}{\lambda}),$$

где $j_p^{ГКЛ} \approx 1$ см$^{-2}\times$с$^{-1}\times$ср$^{-1}$ – первичный поток протонов КЛ;

λ - длина ядерного взаимодействия протонов;

$x_{эф}(\text{г}/\text{см}^2)$ – толщина прозрачной газовой мишени Солнца вдоль пучка частиц ГКЛ;

$d\Omega^{\odot}$ – телесный угол, под которым видна эффективная газовая мишень на Земле.

На толщину мишени накладываются противоречивые условия: с одной стороны, она должна быть тонкой для эффективного выхода нейтронов во внешнее пространство, минуя поглощение. С другой стороны, мишень должна быть достаточно толстой для генерации большого количества нейтронов. Оптимально, толщина мишени $x_{эф}$ (г/см^2) вдоль пучка налетающих протонов ГКЛ должна составлять величину порядка длины взаимодействия нуклонов ($x_{эф} \approx \lambda$). В основном нейтроны должны генерироваться в области фотосферы и нижней хромосферы, где концентрация протонов в плазме достаточно высокая $n \approx (10^{17} - 10^{10})$ см$^{-3}$ и плотность меняется в пределах от $3\cdot10^{-7}$ до 10^{-14} г/см^3. В пределах расстояния $\Delta R \approx 1000$ км от поверхности Солнца усредненную плотность можно принять равной $\rho \approx 10^{-8}$ г/см^3.

Из геометрии (с учетом $\Delta R \ll R_{\odot}$) легко оценить, что линейная толщина мишени $x_{эф}$(г/см^2) вдоль пучка в направлении Земли получается в виде (рис. 6.3):

$$x_{эф} \approx 2 \cdot x \cdot \rho \approx 2 \cdot \Delta R \cdot \overline{\rho} \cdot \int_{0^0}^{90^0} \frac{d\theta}{\cos^2 \theta} \cdot$$

Подстановка дает численное значение $x_{эф} \approx 100$ г/см^2.

Эта мишень (кольцо с поперечным размером $\Delta R \approx 10^3$ км) видна под телесным углом $d\Omega^{\odot}$, который представляет собой сферический сегмент

$$d\Omega^{\odot} \approx \frac{\pi \cdot (R_{\odot} + \Delta R)^2}{R_{ae}^2} - \frac{\pi \cdot R_{\odot}^2}{R_{ae}^2},$$

где $R_{\odot} \approx 700000$ км – радиус Солнца, $\Delta R \approx 1000$ км, величина $R_{ae} = 150$ млн км – расстояние между Солнцем и Землей. Выражение для телесного угла можно упростить:

$$d\Omega^{\odot} \approx \frac{2 \cdot \pi \cdot \Delta R \cdot R_{\odot}}{R_{ae}^2} \approx 2 \cdot 3{,}14 \cdot \frac{10^3 \cdot 0{,}7 \cdot 10^6}{(150 \cdot 10^6)^2} \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ ср}.$$

Подстановка дает значение:

$$I_{Я}^{\odot} = j_p^{ГКЛ} \cdot d\Omega^{\odot} \cdot \frac{x_{эф}}{\lambda} \approx 1 \cdot 2 \cdot 10^{-7} \cdot 1 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-2} \times \text{с}^{-1} \cdot$$

Видно, что поток ядерноактивных частиц космического ускорителя на два порядка превышает чувствительность годоскопа. Канал перезарядки (рождение нейтронов) является наиболее вероятным в области энергий несколько ГэВ.

В оценке потоков был проведен ряд упрощений.

1. Длина ядерного взаимодействия $\lambda \approx 100$ г/см^2 отражает полное сечение неупругого взаимодействия. Канал рождения нейтронов в области энергий несколько ГэВ составляет лишь доминирующую часть полного сечения.

2. Считалось, что каждый «солнечный» нейтрон в атмосфере Земли порождает высокоэнергичный мюон ($n_{\odot} \to \pi \to \mu$). Это озна-

чает, что коэффициент связи $m = 1$. Специальные расчеты показывают, что при $5\ \text{ГэВ} \le E_N \le 10\ \text{ГэВ}$, коэффициент m принимает значения порядка единицы.

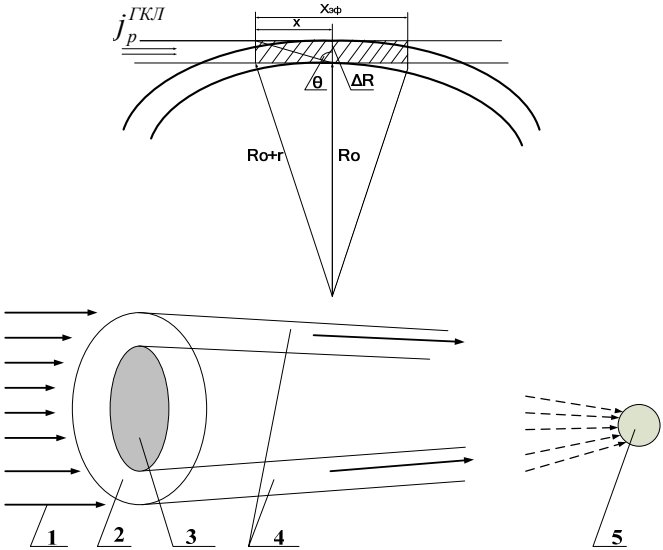

Рис. 6.3. Схема формирования пучка солнечных нейтронов: вверху – продольная геометрия газовой мишени; внизу – эффективный телесный угол: 1– поток ГКЛ, 2 – ΔR – поперечный размер газовой мишени, 3 – диск Солнца ($R_\odot$), 4 – трубка пучка нейтронов; 5 – Земля

Тем не менее, запас по чувствительности к потоку солнечных нейтронов составляет два порядка. Можно надеяться, что эффект рождения нейтронов должен быть обнаружен.

В настоящее время готовится первый эксперимент для наблюдения «солнечных» нейтронов от пучка «космического ускорителя» с использованием метода мюонной диагностики. Результаты могут быть применены для проверки модели распределения плотности плазмы в слое фотосферы и нижней хромосферы.

6.3. Космическая погода и мюонная диагностика

Солнце является природным источником энергии в различных диапазонах излучения. Его тепловая энергия создает условия жизни на Земле. Подавляющая часть лучистой энергии сосредоточена в области видимого света и характеризуется болометрической светимостью $L_c=3{,}8\cdot10^{33}$ эрг/с, инфракрасная и ультрафиолетовая доля составляют незначительное количество. Величина L_c остается практически постоянной (с точность 0,5%) на протяжении длительного периода времени и не подвергается каким-либо вариациям. Тем не менее, мы ощущает переменчивость «солнечной, или космической погоды», когда возникают импульсные возмущения за счет мощной вспышечной активности, которая приводит к опосредованному влиянию на флору, фауну, биологическую активность клеток и, в том числе, на состояния человека.

Космическая погода – это совокупность различных факторов: состояния ММП, интенсивности ГКЛ, потока солнечного ветра и др., характеризующих околоземное космическое пространство. Все они оказывают влияние на различие эко-сферы Земли. Изменение солнечной активности опасно для планеты в целом. Мониторинг является задачей всего сообщества людей. Работа Солнца, особенно его высокоэнергичная импульсная активность, до конца не изучена. Поэтому необходимо вести наблюдения в различных диапазонах волн и разных видах излучения с целью накопления фактического материала и его обобщения.

На Солнце существуют активные области формирования вспышек, которые приводят к импульсному выбросу в космическое пространство излучения электромагнитной энергии в различных формах: радиоизлучение, ультрафиолет, рентген, а также большого потока частиц в виде быстрой плазмы (КВВ), высокоэнергичных электронов, протонов и других более тяжелых частиц. Проявление мощных солнечных возмущений на Земле условно можно разделить на несколько временных интервалов: световые вспышки и радио-всплески регистрируются через ≈10 мин; корпускулярное излучение в виде частиц разных энергий через 10÷60 мин; мощные сгустки плазмы (КВВ) приходят на орбиту Земли через (1–3) суток и вызывают форбуш-эффекты и геомаг-

нитные бури. На рис. 6.4 приведен пример регистрации различных послевспышечных процессов детекторами на Земле.

По аналогии с мировой службой обычной погоды в настоящее время начинает складываться служба космической погоды с целью своевременного прогнозирования изменений фонового состояния околоземного пространства. Под службой космической погоды условно подразумеваются различные методы наблюдения изменений каких-либо параметров среды (в основном косвенных), которые предшествуют проявлению разных видов солнечной активности. Для практических целей прогностический интервал времени регистрации вспышечной активности можно условно разделить на долгосрочный, среднесрочный и краткосрочный.

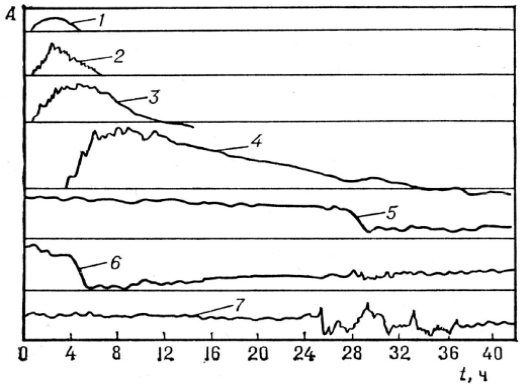

Рис. 6.4. Типичная временная диаграмма различных послевспышечных явлений: 1– видимая часть излучения, 2– см и 3–метровая составляющие радиоизлучения; 4– солнечные релятивистские заряженные частицы; 5–КВВ на орбите Земли; 6–поглощение космического радиоизлучения; 7–вариации геомагнитного поля Земли (геомагнитные бури)

К долгосрочным предикторам (предвестникам) можно отнести рекуррентные признаки (с интервалом от одного до нескольких оборотов Солнца). Они основываются на сохранении характеристик магнитных полей в активных областях Солнца. Такие предик-

торы могут служить общим признаком «тревоги» первого уровня, которые указывают на общую тенденцию изменения погоды.

Среднесрочные предикторы должны служить для предупреждения о возможном появлении солнечной радиации в уже произошедшем событии с испусканием сгустков плазмы (КВВ), время опережения таких предикторов должно составлять 1–3 суток, в зависимости от скорости распространения корональных выбросов. КВВ вызывают наиболее продолжительные и опасные гео- и биофизические эффекты.

Краткосрочный предиктор – непосредственные прямые изменения характеристик плазмы (магнитное поле, плотность, скорость и др.) с помощью гелиостационарных спутников в окрестности Земли. Время опережения при этом составляет около одного часа. Планируется увеличить это время до нескольких часов за счет запуска более отдаленных спутников (например, проекты типа «солнечный парус»).

Слабым звеном в мониторинге остаются среднесрочные предикторы. С момента выхода КВВ за пределы Солнца облако становится невидимым. В настоящее время не существует прямых технических средств для непрерывного наблюдения за распространением КВВ в межпланетном пространстве, вплоть до близкой к Земле точки расположения гелиостационарного спутника (типа ACE). При движении облако расширяется и заранее неясно распределение энергии в его объеме. Спутник проводит точечное измерение (в месте своего расположения) и не дает представления о характеристиках облака в целом: где сосредоточена основная энергия, попадет ли Земля в «ядро» возмущения или окажется на периферии.

Мюонная диагностика может быть успешно использована для выработки среднесрочных предикторов. Предыдущее рассмотрение показало, что сгусток плазмы КВВ хорошо наблюдается в «мюонном свете» даже на отдаленном расстоянии, и можно проследить траекторию «ядра» возмущенного магнитного поля.

Для практического круглосуточного и непрерывного наблюдения за Солнцем необходимо равномерно расположить вдоль области близкой к экватору несколько мюонных годоскопов. Раствор углов отдельных годоскопов составляет $\approx \pm 60^0$. В таком диапазоне углов сосредоточена основная «статистика» мюонов космических

лучей. Поэтому для надежного «патрулирования» погоды желательно даже перекрытие углов наблюдения соседних установок. Это позволит обеспечить плавный переход и «сшивку» данных в непрерывный ряд от отдельных годоскопов. Всего достаточно иметь в «патрульной службе» 5–6 автоматизированных установок. В этом случае Земля превращается в распределенный детектор – «Космический корабль».

Стимулирующим фактором в создании серии однотипных годоскопов для патрулирования служит прогрессивное развитие техники регистрации мюонов космических лучей. В настоящее время разрабатываются новые поколения стриповых счетчиков на основе пластических сцинтилляторов с «экономным» съемом информации через оптическое волокно. Это должно упростить конструкцию, повысить надежность и снизить себестоимость при создании установок с большим числом каналов.

6.4. Диагностика неоднородностей толстых поглотителей

Прохождение мюонов потока КЛ через слои вещества разной толщины приводит к двум различным эффектам, которые можно использовать в прикладных исследованиях.

Во-первых, при высоких энергиях ($E_\mu >> m_\mu c^2$) за счет электромагнитных процессов (ионизация, тормозное излучение, рождение электрон-позитронных пар) поток мюонов постепенно ослабляется по глубине вещества в толстом поглотителе. Если на пути мюонов встречается вещество с другими характеристиками (плотность, заряд, массовое число), то интенсивность взаимодействия будет отличаться, что приводит к изменению характера поглощения мюонов в грунте. Этот эффект начал использоваться при поиске скрытых пустот (внутренние камеры в пирамидах, исследование характеристик жерла вулканов, в разведке полезных ископаемых, толщине льда и т.п.).

Во-вторых, в сравнительно небольшом компактном объеме тяжелого вещества, атмосферные мюоны испытывают аномально большое многократное рассеяние, практически без потери энергии. Этот эффект, например, можно использовать для обнаруже-

ния скрытых несанкционированных радиоактивных или делящихся веществ ($Z \geq 82$) при перевозке в закрытых контейнерах.

Первые исследования скрытых полостей в египетской пирамиде Хеврона были проведены в 60-х годах прошлого века нобелевским лауреатом Альварецом с использованием пузырьковой камеры, которая регистрировала треки мюонов КЛ. Эксперимент не дал количественных результатов из-за малой статистики, связанной с низкой эффективностью работы камеры. Она не имела внешнего управления от проходящих мюонов, но метод «просвечивания» получил дальнейшее развитие.

Рассмотрим подробнее методику, основанную на поглощении мюонов. Полные удельные потери энергии мюонов при $E_\mu >> m_\mu c^2$ записываются в виде МэВ/(г/см^2):

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dX} = a + b \cdot E_\mu + c \cdot \ln \frac{E'_\mu}{m_\mu \cdot c^2},$$

где $E'_\mu = E_\mu^2 / (E_\mu + m_\mu^2 c^2 / 2m_e)$ – максимальная энергия после рассеяния на электронах;

ρ – плотность вещества поглотителя (г/см^3).

Коэффициент $a = 0{,}153 \times (29{,}3 - 2\ln Z_{эф}) \frac{Z_{эф}}{A_{эф}}$ МэВ/(г/см^2) связан с ионизационными потерями.

Суммарный коэффициент $b = b_{пар} + b_{рад} + b_{яд}$ учитывает потери энергии на образование $e^- - e^+$ пар частиц, тормозное излучение и неупругое взаимодействие с ядрами вещества.

Численные расчеты показывают, что коэффициент b можно представить в виде:

$$b = (0{,}35 \cdot \frac{Z_{эф}^2}{A_{эф}} + 0{,}26 \cdot (\frac{Z_{эф}}{A_{эф}}) \cdot A_{эф} + 0{,}4) \cdot 10^{-6} \ (г/см^2)^{-1}.$$

Поскольку вещество поглотителя представляет собой смесь, то величина $\frac{Z}{A}$, входящая в формулу потерь, заменена на эффективное значение $\frac{Z_{эф}}{A_{эф}}$. Это значение определяется по формуле

$$\frac{Z_{эф}}{A_{эф}} = \sum_{i=1}^{m} (\frac{Z_i}{A_i}) \cdot \frac{P_i}{100},$$

где Z_i и A_i – атомный номер и массовое число i-го элемента в соединении; P_i – весовое количество. Аналогично

$$Z_{эф} = \sum_i P_i \cdot Z_i \; ; \qquad A_{эф} = \sum_i P_i \cdot A_i \; .$$

Из формулы для полных удельных потерь энергии $\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dX}$ следует, что до значений $E_\mu \le 100$ ГэВ основную часть в потерях составляет ионизационное торможение. Это соответствует пробегу поглощения $R \approx 500$ м в.э. в стандартном грунте ($\frac{Z_{эф}}{A_{эф}} = \frac{1}{2}$, $\frac{Z^2_{эф}}{A_{эф}} = 5,5$). Здесь для оценки плотность взята равной $\rho = 1$ г/см^3, что соответствует плотности воды (водный эквивалент).

Качественно, интегральный спектр мюонов $j_\mu(\ge E, \theta)$ на поверхности Земли (условный уровень моря) можно представить в виде простой формулы:

$$j_\mu(\ge E, \theta) = j_o \cdot \frac{1}{E^\gamma} \cdot \cos^n \theta \, ,$$

где нормировка $j_o \approx 10^{-2}$ 1/(см$^2 \cdot$ с $\cdot$ ср), показатель энергетического спектра $\gamma \approx 1,7$, значение $n \approx 2$. Из формулы для $j_\mu(\ge E, \theta)$ следует, что интегральный спектр сильно зависит как от пороговой энергии мюонов *E*, так и от зенитного угла θ. Например, при уве-

личении энергии частиц в 2 раза их доля в спектре уменьшится более чем в 3 раза.

Исследование пирамид

При исследовании прохождения мюонов через толстый слой вещества приходится решать некорректную задачу. Пусть следует узнать размер уединенной полости в пирамиде из однородного вещества. Снаружи расположена установка типа мюонный годоскоп (А) с высоким угловым разрешением (рис. 6.5).

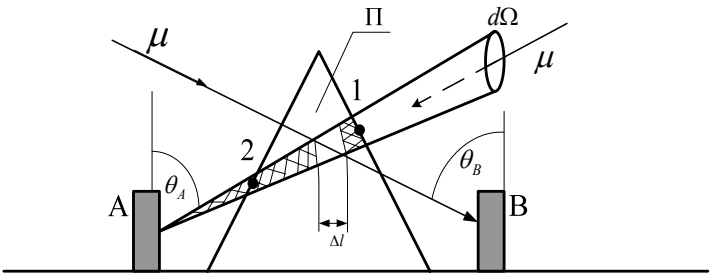

Рис. 6.5. Схема измерения толщины полости Δl в глубине пирамиды. А, В – два положения мюонного годоскопа. Расстояние между точками (1–2) равно толщине поглотителя l под зенитным углом θ_A

Под углом θ_A на пути мюонов l_{12} (между точками 1–2) имеется полость Δl, толщину которой нужно оценить. Для этого необходимо рассмотреть следующие соотношения.

1. Пробег мюонов $R\,(\text{г/см}^2)$ под углом θ_A можно представить в виде $R(\theta_\text{А}) \cong (l_{12} - \Delta l)\cdot \rho_\text{п}$, где l_{12} – известное геометрическое расстояние (см), $\rho_\text{п}$ – плотность поглотителя.

2. Величина $R(\theta_A)$ связана с потерей энергии в веществе пирамиды, что позволяет оценить пороговую энергию мюона ($E_\text{пор}$) вдоль трека:

$$R(\theta_A) = \int\limits_{E_{пор}}^{0} \frac{dE}{|(dE/dX)|} = \int\limits_{E_{пор}}^{0} \frac{dE}{\varphi(E)},$$

где $\varphi(E)$ – энергетическая зависимость $\frac{1}{\rho}\cdot\frac{dE}{dX}$ удельных потерь энергии. Величины $\rho_п$, $\frac{Z_{эф}}{A_{эф}}$ считаются известными из прямых выборочных измерений. Параметр $E_{пор}$ входит в нижний предел интегрирования. Его можно найти как функцию толщины (г/см^2) полости $E_{пор}(\Delta l)$ из предыдущей формулы для пробега $R(\theta_A)$ с учетом равенства:

$$(l_{12} - \Delta l)\rho_п = \int\limits_{E_{пор}}^{0} \frac{dE}{\varphi(E)}.$$

Значение $E_{пор}(\Delta l)$ нужно для вычисления ожидаемого числа мюонов за время экспозиции *t* под углом θ_A:

$$N_\mu(\theta_A) = j_\mu(\geq E_{пор}(\Delta l), \theta_A) \cdot S(\theta, \varphi) \cdot d\Omega \cdot dt.$$

3. Поток мюонов $j_\mu(\geq E_{пор}(\Delta l), \theta)$ берется для нескольких значений Δl, что обуславливает разные пороговые значения $E_{пор}$ регистрации мюонов. $S(\theta, \varphi)$ – площадь установки наклоненной к потоку частиц под углами θ, φ. Величина угла $d\Omega$ оказывается малой. Например, если для оценки взять $l \cong 50$ м, а поперечный размер полости имеет сечение $\approx (1\times1)$ м^2, то видимый телесный угол $d\Omega \cong (1/50)^2 \approx 4\cdot10^{-4}$ рад. Значение *t* – время наблюдения.

4. Сопоставление экспериментальной величины $N_\mu^{эксп}(\theta_A)$ с набором теоретических значений $N_\mu(\theta_A)$ позволяет количественно оценить недостающую толщину Δl (полость) в граммах на

квадратный сантиметр. Учет плотности вещества пирамиды дает значение Δl в линейном масштабе толщины полости: $\Delta l(\text{см}) = \Delta l(\text{г/см}^2) \cdot \rho_{\text{п}}(\text{г/см}^3)$.

Измерения с помощью одного детектора (А), схематично показанного на рис. 6.5, не могут указать местонахождение полости. Для этого необходимо провести дополнительное второе измерение (точка В, угол θ_B). В реальном эксперименте значение угла θ_A для «наблюдения» полости может получиться после серии точных измерений с разрешением около 1° при различных зенитных углах.

В настоящее время планируется эксперимент такого типа по просвечиванию пирамиды в Мексике. Оценки авторов проекта показывают, что для полости объемом 1м^3, находящейся на расстоянии не более 80 м, изменение в счете мюонов будет на уровне (1-2)%, что потребует иметь статистику в несколько десятков тысяч мюонов (точность 1% обеспечивается статистикой 10^4 отсчетов). Для этого необходима непрерывная экспозиция в течение нескольких месяцев. Измерения будут проводиться с помощью многорядной дрейфовой проволочной пропорциональной камеры площадью около 1 м^2.

Исследование вулканов

При исследовании характеристик вещества лавы в жерле вулкана задача значительно осложняется за счет неопределенности параметров грунта ($\frac{Z_{\text{эф}}}{\text{A}_{\text{эф}}}$, ρ), протяженности треков мюонов (l), а также однородности вещества лавы. При геометрической реконструкции треков мюонов предварительно тщательно измеряется топология склонов горы. В последнее время исследования такого типа начаты для изучения вулкана Асама в Японии. Задача решается методом последовательных приближений с проведением целого набора угловых измерений потока мюонов, проходящих как через гору, так и в фоновом режиме (поглощение в атмосфере) для нормировки углового спектра (рис. 6.6) по абсолютной интенсивности.

В первом эксперименте в качестве детектора использовалась специальная многослойная эмульсионная камера размером $63 \times 63\ см^2$, с рабочей площадью 0,4 м^2. Характеристики камеры обеспечивают позиционирование вещества в массе горы с точностью ± 30 м по вертикали и ± 60 м по горизонтали на расстоянии около 1 км.

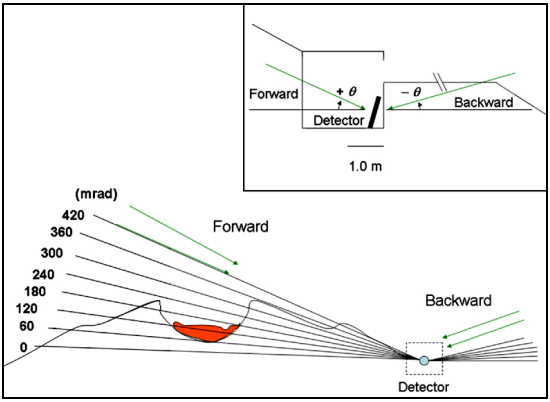

Рис. 6.6. Геометрия поперечного сечения горы Асама. Отдельные траектории – измерение интенсивности мюонов в окологоризонтальном потоке КЛ. Вставка – схема расположения детектора в полости у вершины горы

Камера помещается в нишу почти на уровне вершины горы, что позволяет проводить сканирование в окологоризонтальном потоке при $\theta > 65^0$. Планируется расширить работы с применением детектора размером $2 \times 2 м^2$. Проведено моделирование эксперимента, результат которого показан на рис. 6.7. Из графиков на рисунке видно, что в слое толщиной 1км, для получения плотности с точностью 3% в окологоризонтальном потоке требуется экспозиция около одного месяца. Исследования, при высокой энергии мюонов ($E_\mu >> 100$ ГэВ), более предпочтительны в горизонтальном потоке $\theta \approx 80^0$, где интенсивность значительно выше, чем в вертикальном потоке при $\theta \approx 0^0$.

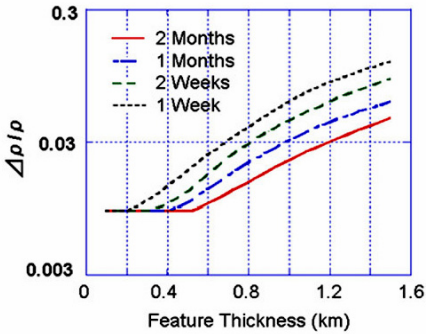

Рис. 6.7. Расчет точности определения плотности горной породы $\Delta\rho / \rho$ для разных толщин поглотителя мюонов

В табл. 6.1 приведено соотношение между энергией мюонов и их пробегом R до остановки в воде (водный эквивалент – условное вещество) и стандартном грунте (плотность 2,65 г/см^3).

Таблица 6.1

E_μ, ГэВ	10	100	1000	10000
R, м в.э.	50	410	2420	6300
R, м грунт	19	155	913	2377

Данные таблицы указывают, что для исследования больших толщин требуются мюоны высоких энергий, интенсивность которых в потоке КЛ очень мала. Поэтому нужны установки большой площади, а в эксперименте – длительное время экспозиции.

Разработка методики поиска ископаемых по поглощению потока мюонов начала проводиться более 50 лет тому назад с помощью портативных подземных детекторов. Статистическая точность портативных установок в то время не позволяла делать хорошие количественные выводы на разных горизонтах. Развитие годоскопических детекторов большой площади позволяет вернуться к решению этой задачи на новой методической основе.

6.5. Идентификация компактных скрытых грузов плотных веществ

Физический принцип идентификации основан на разнице в упругом рассеянии заряженных частиц на ядрах различных веществ. Пусть в слое толщиной H происходит многократное рассеяние на отдельных ядрах и на выходе накапливается средний угол, величина которого зависит от заряда ядер поглотителя (рис. 6.8). С ростом заряда рассеяние возрастает.

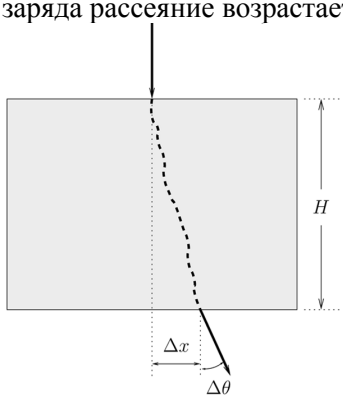

Рис. 6.8. Многократное рассеяние заряженной частицы в слое вещества

Отклонение по углам $\Delta\theta$ от первоначального направления близко к гауссову распределению со среднеквадратичным значением в виде:

$$<\theta>=\frac{21\ \text{МэВ}}{\text{pc}\cdot\beta}\cdot\sqrt{\frac{H}{x_0}}\ \ (\text{рад.})\,.$$

Формула приведена для однозарядных налетающих частиц и применима для мюонов потока космических лучей:

pc – импульс мюонов КЛ ($pc \approx 3$ ГэВ на уровне земли);

β – скорость мюонов (практически $\beta = 1$);

H – толщина компактного поглотителя;

x_0 – радиационная единица длины, зависящая (почти обратно пропорционально) от заряда поглотителя.

В табл. 6.2 приведена оценка величины $<\theta>$ при рассеянии мюонов на разных элементах с характерной толщиной вещества $H = 10$ см.

Даже в тяжелых веществах (Z>82) среднее значение $<\theta> \simeq 1,5^{o}$ достаточно мало. Для измерений требуются детекторы с очень хорошим угловым разрешением и имеющие площадь, значительно превышающую размеры самого образца.

Таблица 6.2

Материал	z	x_0, см	$<\theta>$, мрад.	$<\theta>$, град.
Fe	26	1,76	10,8	0,60
Cu	29	1,43	12,1	0,69
Zr	40	1,60	11,4	0,65
Pb	82	0,56	20,0	1,14
U	92	0,32	26,9	1,49

Такая геометрия соответствует режиму томографичеких измерений. На рис. 6.9 приведена схема эксперимента.

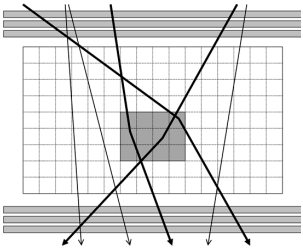

Рис. 6.9. Принципиальная схема мюонной томографии в потоке КЛ

Детекторы мюонов, расположенные выше и ниже объекта наблюдения, определяют направление входящих и выходящих частиц, что позволяет вычислить угол многократного рассеяния. В плотном веществе рассеяние больше (на рисунке – темные треки), чем в воздушной среде (серые треки). Большое количество треков

позволяет оценить плотность материала. Угловая точность измерений должна быть значительно лучше 1°.

В первых опытах такого типа для проверки методики исследуемые небольшие предметы помещались между двумя слоями координатных детекторов. Образец снимка в проникающем «мюонном свете» приведен на рис. 6.10. Изображение металлического держателя-струбцинки получено в потоке мюонов в воздушном зазоре с помощью дрейфовых камер небольшой лабораторной установки. Имеется еще ряд подобных тестовых экспериментов, проведенных с использованием трековых детекторов других типов. Все предварительные опыты показывали, что многократное рассеяние является чувствительным методом при мониторинге тяжелых объектов.

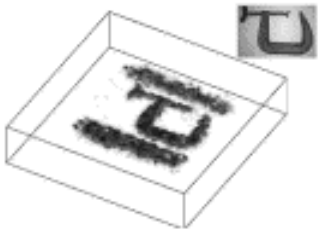

Рис. 6.10. Снимок компактного тяжелого предмета в потоке мюонов космических лучей

Для практического осуществления контроля за несанкционированной перевозкой делящихся материалов (Z > 82) в фурах автотранспорта сотрудники Лос-Аламосской лаборатории (США) предложили создать образец «типового» мюонного томографа в виде туннеля-пенала с характерными размерами: около 20 м длиной, 5 м высотой и 4 м шириной для размещения автомобиля с прицепом. Предполагается, что идентификация скрытого компактного груза, с характерным небольшим размером $10 \times 10 \times 10\,\text{см}^3$ будет занимать около одной минуты. За это время через объем такого объекта пройдет около ста мюонов. Экспресс-анализ должен дать ответ (практически в режиме реального времени), есть в фуре подобный груз или нет. В этой работе также проведены модельные

расчеты с учетом типо-размеров автомобилей различных марок. На рис. 6.11 приведен пример расчетов в потоке мюонов КЛ для идентификации куска урана объемом $10 \times 10 \times 10\ \text{см}^3$ за время одна минута, размещенного внутри фургона автомобиля.

Видно, что модельный компактный объект достаточно хорошо идентифицируется визуально. Стоимость реализации проекта существенно зависит от характеристик прецизионных многослойных детекторов, которые должны перекрывать площадь туннеля в пенале около $300\ \text{м}^2$ и иметь угловое разрешение значительно лучше 1°.

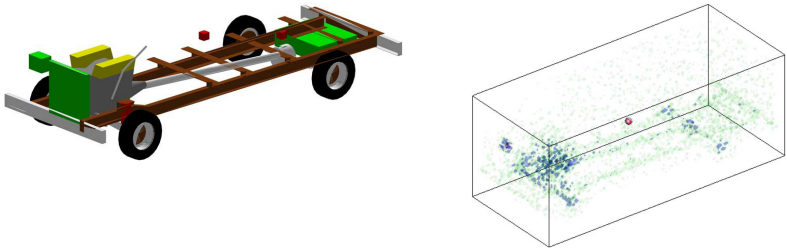

Рис. 6.11. Модельная реконструкция компактного объекта (темная точка в центре снимка) медианным методом, размещенного в фургоне условного грузового автомобиля

Авторы надеются, что в течение ближайшего времени томографы такого типа будут созданы и придут на помощь таможенной службе.

Вопросы и задания для самостоятельной работы

Раздел 6.1

1. Напишите последовательность реакций на Солнце и в атмосфере Земли, приводящих к рождению мюонов от «прямых солнечных нейтронов».
2. Как с помощью годоскопа происходит идентификация мюонов, соответствующих высокоэнергичным нейтронам, от солнечных вспышек?
3. Как определить на снимках-матрицах ячейки, соответствующие нейтронам, рожденным в солнечных вспышках?
4. Как можно оценить нижний предел энергии рожденных на Солнце нейтронов?

Раздел 6.2

1. Какова интенсивность потока протонов ГКЛ и вид энергетического спектра?
2. Почему для генерации нейтронов в солнечной мишени «используется» только газовое окружение диска Солнца?
3. Как определить на снимках-матрицах ячейки, соответствующие нейтронам, рожденным в солнечной мишени?
4. Как в экспериментальном временном ряду потока мюонов для направления на Солнце оценить вклад солнечной мишени, дающей дополнительный поток частиц?
5. Оцените время экспозиции для наблюдения эффектов рождения нейтронов на Солнце, если площадь годоскопа 100 кв.м, а превышение над фоном должно быть не менее 5 стандартных отклонений?

Раздел 6.3

1. Что включает в себя понятие космическая погода?
2. Какими средствами осуществляется мониторинг космической погоды?
3. Какие характеристики космической погоды можно наблюдать с помощью установок типа наземный мюонный годоскоп?
4. Оцените роль широкоапертурных мюонных годоскопов в проекте непрерывного мониторинга космической погоды.

5. Приведите примеры негативного влияния космической погоды на техногенную деятельность и биосферу Земли.

Раздел 6.4

1. На чем основывается методика поиска скрытых полостей в больших массивах вещества?
2. Какие физические эффекты надо учитывать при прохождении мюонов через толстые фильтры?
3. Нужно ли точно знать характеристики потока мюонов: абсолютную интенсивность, угловое распределение и энергетический спектр на поверхности Земли?
4. Особенность исследования структуры земных пород (идентификация полезных ископаемых).
5. Можно ли дистанционно по вариациям потока мюонов следить за перемещением лавы в жерле вулканов?

Раздел 6.5

1. На каком эффекте основывается метод идентификации компактных масс вещества?
2. Что представляет собой мюонная томография в потоке КЛ?
3. Какая требуется точность изменения угловых направлений траектории мюонов при идентификации плотных компактных масс вещества?
4. Оцените характерное количество мюонов КЛ, которые проходят через массу компактного вещества объемом 15 см^3 за 5 минут измерений?
5. Как зависит процесс многократного рассеяния мюонов от характеристик вещества-мишени?

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный метод мюонной диагностики позволяет дистанционно с поверхности Земли проводить изучение разнообразных высокоэнергичных динамических процессов в окружающей среде: на Солнце, в гелиосфере, магнитосфере и атмосфере Земли. Метод является экологически чистым, поскольку использует природное проникающее космическое излучение высокой энергии.

Не существует простого реально осуществимого в ближайшей перспективе альтернативного метода отдаленной диагностики мощных солнечных возмущений типа корональных выбросов вещества при их распространении во внутренней гелиосфере в сторону Земли.

Показана высокая эффективность мюонной диагностики для перспективного использования в патрулировании космической погоды. Мюонные годоскопы модульного типа могут с успехом служить базовыми детекторами в будущей планетарной сети глобального геофизического мониторинга.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Введение

1. L.I.Dorman. Cosmic rays in the earth's atmosphere and undeground. Asrophis. and Space Sience Library. 2004. V. 303.
2. Y.Ohashi, A.Okada, T.Aoki et. al. New narrow angle muon teles-cope at Mt. Norikura. Proc. 25th ICRC. Durban. 1997. V.1. P. 441.
3. S.Kawakami, K.Fujimoto, S.K.Gupta et al. Search of muons in association with large colar flares with the Grapes-3 MMT at Ooty. Proc. 28-th ICRC. 2003. Tsukuba. P. 3405.
4. Модель Космоса, Научно-информационное издание (ред. М.И. Панасюк, Л.С. Новиков) М.: КДУ. 2007.
5. Л.И.Дорман, И.Я.Либин. Короткопериодические вариации интенсивности КЛ. УФН. Т. 145. 1985. вып.3. С. 403.

Глава 1

1. В.В.Борог. Мюонная томография. Труды 1-ой Баксанской молодежной школы экспериментальной и теоретической физики. Нальчик. НГУ. 2000. С.129–136.
2. С.Хаякава. Физика космических лучей. Ч.1 и Ч2.М.: Мир. 1973.
3. Люк К.Л. Юань, Ц.С.Ву (ред.). Принципы и методы регистрации частиц. М. Изд. Иностр. Лит. 1963.
4. В.С. Мурзин. Космические лучи, М.: МГУ. 2005.
5. А.М. Гальпер. Космические лучи. 2-изд. М.: МИФИ. 2002.
6. Справочник стандартной атмосферы.М.: Гидрометеоиздат.1977.
7. В.В.Борог, А.Ю.Буринский, В.В.Дронов. Мюонный годоскоп для исследования солнечно-земных связей в области энергий больше 10 ГэВ. Изв. РАН. 1995. Сер.Физ. Т.59. № 4. С.191.
8. Н.С.Барбашина, Р.П.Кокоулин, К.Г.Компаниец и др. Широкоапертурный мюонный годоскоп большой площади УРАГАН. Приборы и техника эксперимента. 2008. № 2. С. 26.
9. O.C.Allkofer, P.K.F.Crider. Cosmic rays on Earth. Physics Data. 1984. № 25–1.

Глава 2

1. А.К.Митропольский. Техника статистических вычислений. М.: Физматгиз. 1971.
2. Д.Худсон. Статистика для физиков. М.: Мир. 1967.
3. Л.И.Дорман, И.А.Пименов, В.В.Сацук. Математическое обеспечение исследований геофизических закономерностей на примере космических лучей. М.: Наука. 1978.
4. Б.И.Шахтарин. Случайные процессы в радиотехнике. М.: Радио и связь. 2002.
5. Р.Отнес, Л.Эноксон. Прикладной анализ временных рядов. М.: Мир. 1982.
6. Г.Дженкинс, Д.Ваттс. Спектральный анализ и его приложения. М.: Мир. Вып.1, 2. 1971.
7. Н.М.Астафьева. Вейвлет анализ: основы теории и примеры применения. УФН. 1996 Т.166. №11. С.1146.

8. Н.Э.Голяндина, Метод гусеница–SSA: анализ временных рядов, СПб.: СПбГУ. 1997.
9. Н.В.Капралова, Л.Н.Петрова, Г.М.Швед. Колебания атмосферы и земной поверхности с устойчивыми частотами в диапазоне периодов 0,7-1,5 ч. Изв. РАН ФАО. 2004. Т.40. №1. С.13.

Глава 3

1. Е.Паркер. Динамические процессы в межпланетном пространстве. М.: Мир. 1965.
2. Л.Д.Ландау, Е.М.Лившиц. Теория поля. М.: Физматгиз. 1960.
3. Л.А.Арцимович, Р.З.Сагдеев. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат. 1979.
4. Э.Прист, Т.Форбс. Магнитное пересоединение.М.:Физмат. 2005
5. А.Д.Чертков. Солнечный ветер и внутреннее строение Солнца. М.: Наука. 1982.
6. D. Heck, J.Knapp, J.N.Capdevielle et all.,CORSICA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers. Forschungszentum Karlsruhe, FZKA6019. 1998. FZKA 6019.
7. O.Adriani et all. The L3+C detector, a unique tool-set to study cosmic rays. Nucl. Inst. and Meth. A488. 2000. P.209.
8. L.I. Miroshnichenko, J.A. Perez-Peraza. Astrophysical Aspects in the Studies of Solar Cosmic Rays. International Journal of Modern Phys. 2008. V.23. № 1.
9. Д.А.Тимашков, Ю.В.Балабин, Н.С.Барбашина и др. Реги-страция события GLE 13 декабря 2006 г. с помощью мюонного годоскопа УРАГАН. Изв. РАН. Сер.Физ. (2009, в печати).

Глава 4

1. http://stereo.gsfc.nasa.gov
2. В.В.Шутенко, Н.С.Барбашина, К.Г.Компаниец и др. Наблю-дение гелиосферных возмущений в мюонной компоненте космических лучей. Изв. РАН. Сер.Физ. (2009, в печати).
3. N.A.Tsyganenko. A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet. Planet.Space Sci. 1989. V.37. №1. P.5.
4. А.М.Гальпер, С.В.Колдашов, А.М.Мурашов. Численное моделирование физических процессов на атмосферной границе радиационного пояса. Космические исслед. 2000. Т.38. С.102.
5. D.B.Swinson, M.A.Shea. The september 29, 1989 ground-level event observed at high rigidity. Geophys.Res.Lett. 1990. V.17. № 8. P.1073.
6. Л.И.Дорман, В.С.Смирнов, М.И.Тясто. Космические лучи в магнитном поле Земли. М.: Наука. 1971.
7. V.V.Phelkin, E.V.Vashenyuk, B.B.Gvozdevsky. Relativistic solar proton dynamics during the 14 July 2000 GLE. Modeling results. Proc. 27-th ICRC Hamburg. 2001. P. 3379.
8. N.A.Tsyganenko. J.Geophis. A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry. 1. Mathematical structure. J. Geophys. Res. 2002. V.107. No A8, 1176, doi:10.101029/ 2001JA000219, 2002a.

9. G.W.Clarc. Arrival direction of cosmic ray air showers from the northern sky. Physical Review. 1957. V.108. P.450.

Глава 5

1. Л.И.Дорман. Метеорологические эффекты космических лучей. М.: Наука. 1972.
2. Дж.Вильсон (ред.). Физика космических лучей. 1954. М.: Изд. Ин. Лит. Т.1.
3. Г.Брасье. Аэрономия средней атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат. 1987.
4. В.В.Зуев. Лидарный контроль стратосферы. Новосибирск.: Наука. 2004.
5. Г.С.Голицын, А.А.Васильев (ред.). Гидрометеорологические опасности. М.: Крук. 2001.
6. С.Д.Данилов, А.И.Свертилов. Внутренние гравитационные волны, генерируемые при прохождении гроз. Изв. АН ФАО. 1991. Т.27. №3. С. 234.
7. A.M.Galper, V.G.Kirillov-Ugryumov, N.G.Leikov, B.I.Luchkov. Proc. 17-th ICRC. 1981. V.10. P.293.
8. Л.И.Дорман, И.Я.Либин, и др. Регистрация солнечного терминатора с помощью нейтронного монитора. Изв. АН. Сер.Физ. 1975. Т.55. №10. С.778.
9. Ю.А.Глаголев. Справочник по физическим параметрам атмосферы. Ленинград.: 1970.
10. M.J.Gurry, R.C.Murty. Thunderstom – generated gravity waves. J. Atmospheric. Sci. 1974. V.31. № 5. P.1402.
11. Л.И.Дорман, Ю.Я.Крестьянников. Среднемассовая температура и спектрографический метод исследования вариаций КЛ. Гемагнетизм и аэрономия. 1977. Т.17. № 4.С.622.
12. Y. Miyazaki, M. Wada. Acta Phys. Acad. Sci. Hung. V.29. Suppl. 2. 1970. P. 591.

Глава 6

1. Y.Muraki, Y.Matsubara, S.Masuda at all. Detection of high-energy solar neutrons and protons by ground level detectors on April 15, 2001. Astroparticle Physics. V.28. 2008. P.229.
2. D.Seckel, T.Stanev, T.K.Gaisser. Signatures of cosmic-ray interaction on the solar surface, Astrophysical Journal, 1991, V.382. P.652.
3. Д.А.Тимашков. Космическая погода. М.: МИФИ. 2008.
4. В.М.Бондаренко, Г.Г.Викторов. Мюонный метод измерения плотности горных пород. М.: Атомиздат. 1973.
5. L. J.Schultz, K.N.Borozdin, J.J.Gomez et al. Image reconstruction and material *Z* discrimination via cosmic ray muon radiography. Nucl. Inst. Meth. 2004. A.V.519. №3. P.687.
6. М.Уолвертон. Мюоны для ядерной безопасности. В мире науки (новости и комментарии). 2007. №12.