

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

ОТДЕЛЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА МГУ
КАФЕДРА ФИЗИКИ КОСМОСА
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

В.И. Галкин

Практикум

«Моделирование основных явлений
и эксперимента в физике космоса
и физике высоких энергий»

Часть II

«Моделирование эксперимента
в физике космоса и
физике высоких энергий»

Москва
2016

УДК 539
ББК 22.38я73

В.И. Галкин

Практикум

«Моделирование основных явлений и эксперимента в физике космоса и физике высоких энергий»

Часть II

«Моделирование эксперимента в физике космоса и физике высоких энергий»

Учебное пособие

В пособии изложена вторая часть практического курса по моделированию явлений и процесса регистрации частиц детекторами в физике космоса и высоких энергий. Рассматриваются типичные детекторы и постановки экспериментов: регистрация частиц сцинтилляционным спектрометром, спектрометр СОНГ и его реакция на рентгеновские и гамма-кванты и электроны, регистрация и обработка данных по различным компонентам широких атмосферных ливней (ШАЛ) и т.д. Практикум предназначен прежде всего для магистрантов кафедры физики космоса физического факультета МГУ, он также может быть использован в учебных и научных целях студентами, аспирантами и исследователями, специализирующимися в области физики космических лучей, космоса и высоких энергий.

©НИИЯФ МГУ

©МГУ имени М.В. Ломоносова

©В.И. Галкин

Оглавление

1	Изучение отклика сцинтилляционного спектрометра	5
1.1	Описание численного эксперимента	6
1.2	Моделирующая программа и особенности её использования	11
1.3	Сеанс моделирования	14
1.4	Представление результатов	17
1.5	Упражнения	18
1.5.1	Статистические характеристики спектра поглощённой энергии и амплитудного спектра при δ -образном воздействии	18
1.5.2	Статистические характеристики спектра поглощён- ной энергии и амплитудного спектра для широкого пучка	19
1.5.3	Временные характеристики зарегистрированных фо- тонов/фотоэлектронов	19
1.5.4	Определение предельной первичной энергии, для ко- торой возможна спектрометрия	20
1.5.5	Оптимизация конфигурации эксперимента	20
1.6	Приложение А	23
1.7	Приложение Б	26
2	Спектрометр СОНГ	33
2.1	Описание численного эксперимента	34
2.2	Моделирующая программа и особенности её использования	37
2.3	Сеанс моделирования	39
2.4	Процедура анализа экспериментальных спектров	46
2.5	Упражнения	51

2.5.1	Изучение работы системы подавления событий от заряженных частиц (VETO)	51
2.5.2	Определение рабочего диапазона, энергетического разрешения и эффективности спектрометра СОНГ	54
2.5.3	Модельный анализ спектра γ -квантов во время солнечной вспышки	54
3	Оценка энергии первичной частицы широкого атмосферного ливня	57
3.1	Феноменология ШАЛ	58
3.1.1	Характеристики ШАЛ	60
3.1.2	Методы исследования ШАЛ	64
3.2	Программный комплекс CORSIKA	73
3.3	Постановка задачи оценки первичной энергии	75
3.4	Оценка первичной энергии по данным детекторов заряженных частиц	76
3.4.1	Данные искусственных событий и порядок работы с ними	78
3.4.2	Упражнения	89
3.5	Оценка первичной энергии по данным детекторов черенковского света	90
3.5.1	Данные искусственных событий и порядок работы с ними	91
3.5.2	Упражнения	100
3.6	Приложение В	102
	Литература	105

Глава 1

Изучение отклика сцинтилляционного спектрометра

Сцинтилляторы широко используются в космической физике и физике высоких энергий и выполняют целый ряд важных функций: они могут быть частями счётчиков, калориметров или годоскопов (треккеров). В любом случае отклик сцинтиллятора на ионизирующее излучение имеет форму видимых или ультрафиолетовых фотонов, возникающих как следствие возбуждения среды полем заряженной частицы. Поскольку энергия, идущая на это возбуждение, есть часть ионизационных потерь, можно оценивать эти потери по числу высвечиваемых фотонов. Таким образом, сцинтилляторы являются детекторами ионизации, однако, связь числа фотонов с количеством оставленной частицей энергии является случайной (поскольку случаен сам процесс ионизации, высвечивания и распространения люминесцентного света) и, вообще говоря, нелинейной. Это означает, что даже при относительно простой конструкции сцинтилляционного детектора связь между воздействием (прохождением частицы) и реакцией детектора должна быть тщательно изучена экспериментально и/или расчётно, т.е. путем детального моделирования.

Процесс распространения частицы в среде и реакция среды на воздействие частицы есть два параллельных, но тесно связанных случайных процесса. В численном моделировании возможно их отдельное изучение, в любом реальном эксперименте разделить их трудно. При разработке детектора часто возникает необходимость оценить влияние каждого из случайных процессов на его характеристики. Такие отдельные

оценки проще получить путем статистического моделирования.

Нередко при создании новых детекторов оценивают только неопределенности, связанные с распространением излучения и флуктуациями энерговыделения в среде, а неопределенности за счет люминесценции и распространения оптических фотонов не рассчитываются, а берутся из справочников, где обычно приводятся неопределенности для некоторых стандартных воздействий (например, воздействий излучением стандартных радиоактивных источников), не соответствующих воздействиям в данном конкретном эксперименте, для которого создаются детекторы. Такая практика может привести к существенному завышению точностных характеристик создаваемых детекторов, что неизбежно скажется на получаемых в эксперименте физических результатах. Это особенно актуально при разработке уникальных детекторов с рекордными показателями.

Цель данной задачи — получить характеристики сигнала от сцинтилляционных спектрометров различных типов и размеров для разных геометрий облучения их γ -квантами и частицами, сравнить эти характеристики для разного качества поверхности сцинтиллятора, сопоставить энергетическое разрешение спектрометра с учетом флуктуаций светосбора и без учета (только за счёт флуктуаций ионизационных потерь).

1.1 Описание численного эксперимента

Для достижения поставленной цели достаточно рассмотреть простейшую комбинацию из сцинтиллятора, световода и фотосенсора. В нашей схеме (рис.1) роль неорганического кристаллического сцинтиллятора играет большой цилиндр, а роль световода и фотосенсора — маленькая тонкая шайба, прижатая к большому цилиндру. Размеры и материал сцинтиллятора можно менять, как описано в следующем разделе. Толщина шайбы всегда равна 1 мм, её диаметр равен диаметру сцинтиллятора, а сделана она из стекла.

Когда заряженная частица входит в кристалл и производит в нем ионизацию, кристалл генерирует флуоресцентные фотоны. Спектр излучения сцинтиллятора сдвинут относительно его спектра поглощения в

сторону бóльших длин волн, что даёт флуоресцентным фотонам возможность распространяться внутри кристалла и выйти из него через «дно» — стенку, к которой прижат световод-фотосенсор.

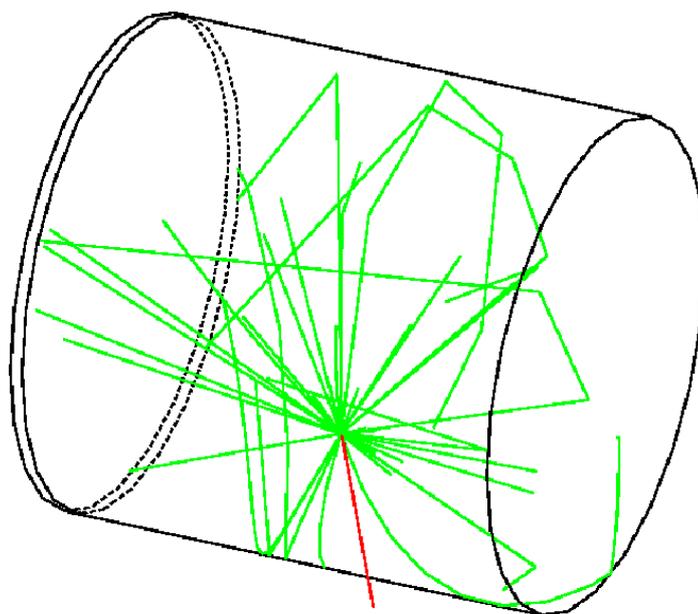


Рис. 1.1: Геометрия численного эксперимента со сцинтилляционным спектрометром

Красным цветом на рис.1 показана траектория электрона, входящего в кристалл сбоку. Зеленые ломаные — траектории оптических фотонов, которые иногда отражаются от границы кристалла, иногда поглощаются. При выходе из кристалла в световод траектории оптических фотонов всегда заканчиваются, что означает поглощение фотонов в фотосенсоре. Эта простая схема позволяет решить поставленную нами задачу, не моделируя детали фотосенсора.

Реалистичное моделирование генерации, распространения и регистрации флуоресцентного света требует задания оптических свойств всех прозрачных сред, свойств границ сред и сцинтилляционных свойств кристалла: показателей преломления, длин поглощения, коэффициентов поглощения/отражения для границы кристалла и типов поверхностей, световых выходов кристалла (среднее число флуоресцентных фотонов, генериру-

емое сцинтиллятором на единицу энергии, отданной частицей среде), спектр излучения, время высвечивания, коэффициент Биркса. Цилиндрическая поверхность кристалла и «крышка» цилиндра непрозрачны для света: они как будто покрыты отражающей пленкой или краской, что обеспечивает уменьшение потерь сбора света. Такое покрытие обычно наносят и на реальные кристаллы. «Дно» кристалла прозрачно и отполировано, что минимизирует потери света при переходе его в световод.

Переход фотона из «дна» в световод-фотосенсор приводит к немедленному поглощению фотона и дальнейшей обработке его данных. Рассмотрены два типа обработки: а) регистрация фотона и б) регистрация фотоэлектрона. В первом случае при поглощении фотона увеличивается на единицу счетчик зарегистрированных фотонов и заносится в массив время регистрации фотона и его энергия, во втором — разыгрывается процесс выбивания фотоэлектрона из фотокатода в соответствии с квантовой эффективностью конкретного фотоумножителя ФЭУ-85, если появляется фотоэлектрон, то увеличивается на единицу счетчик зарегистрированных фотоэлектронов, а в массив заносится время регистрации фотоэлектрона и энергия вызвавшего его фотона. Выбор типа обработки описан в следующем разделе. Возможность не просто регистрировать оптические фотоны, выходящие из кристалла в световод-фотосенсор, но и имитировать регистрацию света ФЭУ, оправдывает название конструкции и позволяет приблизить смоделированный сигнал к реальному. Возможно дальнейшее уточнение отклика спектрометра путем наложения совместной переходной характеристики «ФЭУ+электроника» на временные распределения фотоэлектронов, записываемые моделирующим приложением в файлы (см. упражнения).

В настоящее время для моделирования доступны пять кристаллов-сцинтилляторов: CsI(Tl), NaI(Tl), BGO, LaBr₃ и LSO. Заложенные в программу показатели преломления и спектры излучения приведены на рисунках 2 и 3. Физические постоянные этих кристаллов приведены в таблице 1. В Приложении А даны определения некоторых характеристик сцинтилляторов и таблицы их свойств из нескольких источников. Краткое описание сцинтилляционных механизмов, свойств сцинтилляторов и используемых вместе с ними ФЭУ можно найти в [1].

Ионизационные потери энергии частицы или вызываемых ею вторич-

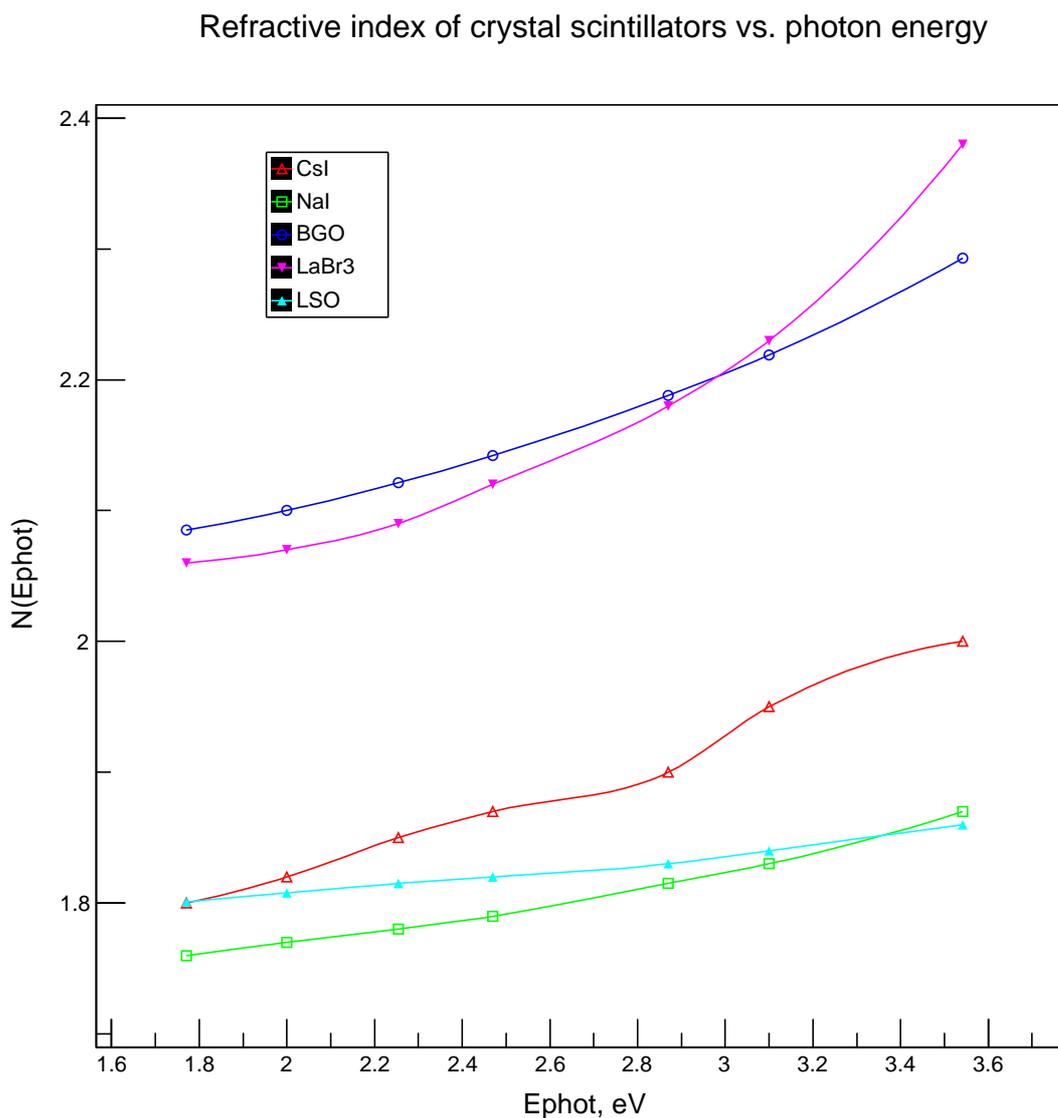


Рис. 1.2: Зависимости показателей преломления используемых кристаллов-сцинтилляторов от энергии фотонов

ных частиц в процессе прослеживания суммируются и в конце каждого события записываются в файл наряду с полным числом зарегистрированных фотонов (фотоэлектронов). Анализ этого файла позволяет:

- установить связь между ионизационными потерями и числом зарегистрированных фотонов (фотоэлектронов) при фиксированном наборе параметров сцинтиллятора, геометрии входа частицы в кристалл, её энергии и типе (назовём это конфигурацией эксперимента);

- сравнить неопределённость оценки энергии частицы с учётом и без учёта процессов генерации, распространения и регистрации флуоресцентного света для конкретной конфигурации эксперимента;
- сравнивая различные возможные конфигурации эксперимента, выбрать наилучшую в каком-либо смысле (например, с наименьшей неопределённостью оценки энергии).

Emission spectra of crystal scintillators vs. photon energy

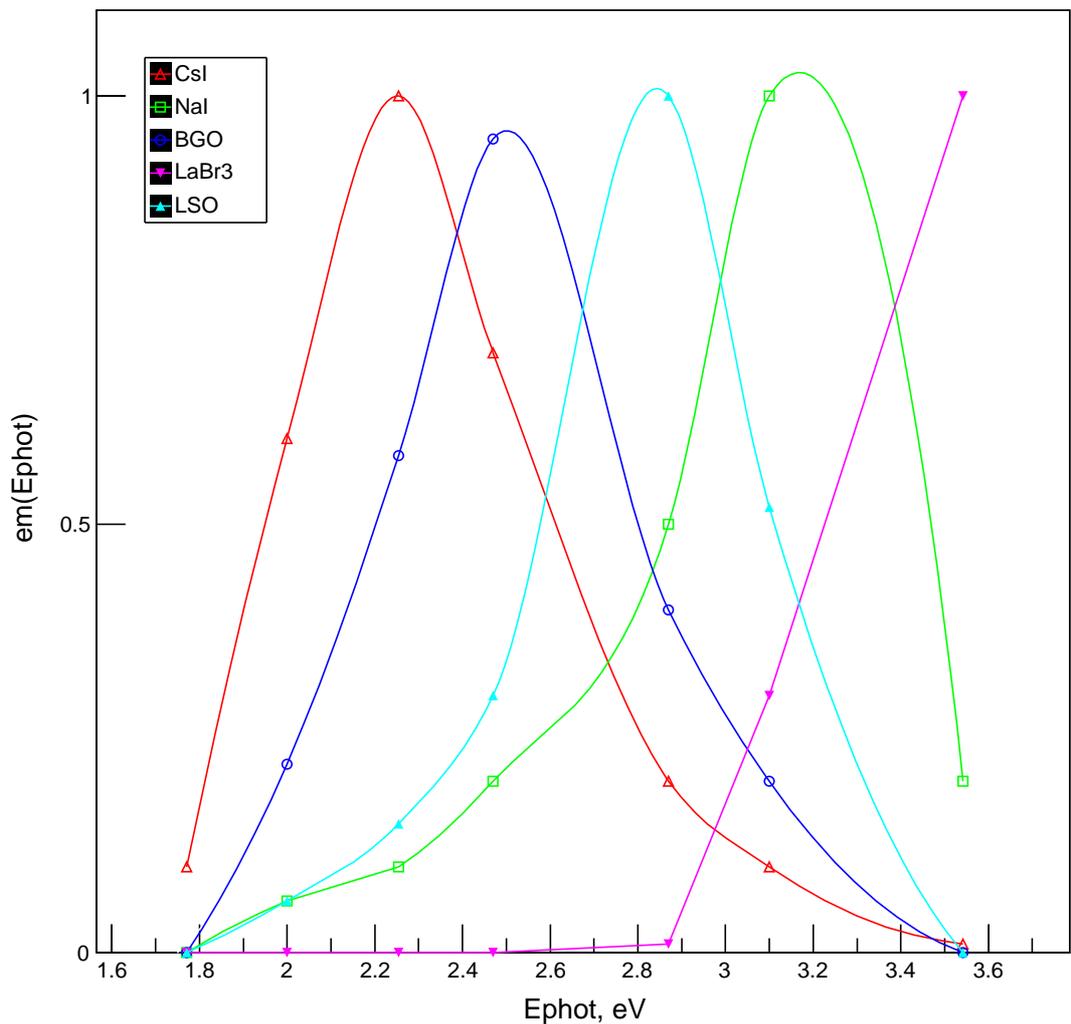


Рис. 1.3: Спектры излучения используемых кристаллов-сцинтилляторов

Анализ другого файла, в который записываются времена регистрации

фотонов/фотоэлектронов и энергии фотонов, также позволяет оптимизировать конфигурацию эксперимента, меняя тип и размеры кристалла и отражающую способность основной части поверхности кристалла (цилиндрическая поверхность + «крышка»). В этом случае целью оптимизации может быть не только максимизация количества собранных фотонов/фотоэлектронов, но и обеспечение наилучшего временного разрешения и/или разделения первичных (упавших на кристалл) частиц по типу [2, 3].

Таблица 1.1: Параметры используемых в моделирующей программе кристаллов-сцинтилляторов

Кристалл	Хим.формула	Плотность, г/см ²	Конверсионная эффективность, фотон/кэВ	Время высвечивания, нС
CsI	<i>CsI</i>	4,51	50	1000
NaI	<i>NaI</i>	3,67	40	230
BGO	<i>Bi₄Ge₃O₁₂</i>	7,13	9	300
LaBr3	<i>LaBr₃</i>	5,30	66	44
LSO	<i>Lu₂SiO₅</i>	7,40	27	42

1.2 Моделирующая программа и особенности её использования

Для моделирования взаимодействия ионизирующего излучения с кристаллом-сцинтиллятором и прослеживания оптических фотонов в нём в задаче используется специально разработанное приложение, основанное на библиотеках пакета GEANT4 [4]. Для анализа и визуализации данных применяется пакет ROOT[5]. Эти программы работают под управлением ОС LINUX Fedora 20.

Приложение GEANT4 называется **scint** и может быть использовано в интерактивном и пакетном режимах. Интерактивный режим использует графический драйвер для пакета DAWN и имеет своей целью визуализацию процесса генерации, прослеживания и регистрации флуоресцентного света сцинтилляционным спектрометром. Для работы в интерактив-

ном режиме требуются определённые навыки работы с GEANT4, приобретение которых студентом не является целью данного курса, поэтому основной режим работы с приложением — пакетный. Работа в этом режиме обычно сводится к запуску командных файлов, воспринимаемых ОС LINUX как команды. Для выполнения любого из упражнений задачи необходимы данные одного или нескольких сеансов моделирования (run) событий приложением `scint`. Могут быть использованы данные ранее проведенных сеансов, хранящиеся в архиве общего доступа. При отсутствии нужных данных студент должен самостоятельно провести соответствующий сеанс моделирования.

В процессе сеанса происходит прослеживание прохождения некоторого количества частиц одинакового типа, энергии и направления через кристалл-сцинтиллятор, включая прослеживание судьбы каждого флуоресцентного фотона до поглощения или регистрации при входе в световод-фотосенсор. Начало траектории каждой частицы лежит на стартовой плоскости, перпендикулярной направлению падения (первоначального движения) частицы (рис.1.4). Пучок может быть бесконечно узким (все частицы стартуют из одной точки) или иметь конечную ширину (начала траекторий равномерно распределены по стартовой плоскости в круге некоторого радиуса ρ с центром на прямой, параллельной направлению падения и проходящей через геометрический центр кристалла). Все предусмотренные параметры сеанса моделирования управляются командами (как стандартными для GEANT4, так и специфическими для данного приложения), входящими в состав командных файлов `run*.mac`, описанных ниже.

В результате проведения каждого сеанса приложение создаёт два выводных файла: `qint` и `qdiff`. Первый содержит интегральную информацию о каждом из событий сеанса:

- столбец 1 — номер события;
- столбец 2 — число зарегистрированных в событии оптических фотонов (или фотоэлектронов);
- столбец 3 — суммарное энерговыделение (в кэВ) в кристалле в данном событии.

Файл содержит столько строк, сколько разыграно событий в данном сеансе.

Второй файл содержит распределение зарегистрированных фотонов по времени регистрации и энергии. Если регистрируются фотоэлектроны, распределения содержат только данные фотонов, родивших фотоэлектроны:

- столбец 1 — номер события;
- столбец 2 — время регистрации оптического фотона (в нс);
- столбец 3 — энергия фотона (в эВ).

Число строк второго файла соответствует числу зарегистрированных фотонов (фотоэлектронов) в данном сеансе.

По окончании сеанса выводные файлы данных должны быть переименованы так, чтобы имена включали первичную информацию, сжаты утилитой `gzip` и скопированы в архив. Для этого используется команда (командный файл) `cpars` с десятью параметрами:

- число событий,

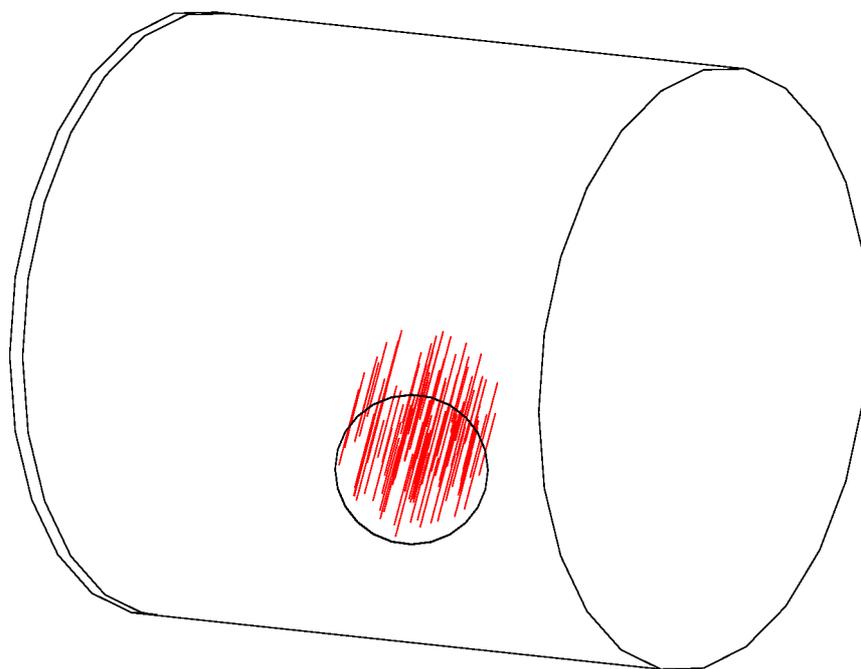


Рис. 1.4: Геометрия пучка частиц-снарядов. Красным цветом показаны траектории частиц от точки старта в круге радиуса ρ до входа в кристалл

- энергия первичной частицы,
- тип первичной частицы,
- тип кристалла,
- радиус кристалла,
- толщина кристалла,
- угол падения частиц с осью кристалла,
- радиус пучка,
- коэффициент отражения цилиндрической поверхности кристалла и «крышки» цилиндра
- значение ключа регистрации фотонов (0) или фотоэлектронов (1), что минимизирует количество ошибок при переименовании и архивировании.

1.3 Сеанс моделирования

Для проведения моделирования используются командные файлы `run*.mac`, задающие все необходимые для сеанса исходные данные. В качестве образца доступны несколько `mac`-файлов с разными значениями параметров, студент должен сам сделать из них нужный ему `mac`-файл.

Рассмотрим пример переделки `run100.mac` (рис.1.5) в новый файл `run100_e-_1MeV.mac` (рис.1.6). Команды `verbose` задают уровень детальности информации, посылаемой в выводной поток на разных уровнях рассмотрения (`control` — команды управления, `run` — сеанс, `event` — событие, `tracking` — трек). Объем информации нарастает при изменении значения параметра от 0 до 2 и выше. Без особой необходимости не стоит менять установленных значений. `#` означает строку-комментарий. `/gun/particle gamma` устанавливает γ -квант в качестве первичной частицы. В новом командном файле мы меняем значение `gamma` на `e-`, т.е. требуем в качестве первичной частицы электрон.

Команда `/gun/energy 0.2 MeV` заменяется командой `/gun/energy 1 MeV`, устанавливающей для кинетической энергии частицы-снаряда значение 1 МэВ. Сразу после неё мы вставляем отсутствующую в старом файле команду `/scint/det/setscintmat 2`, выбирающую в качестве кристалла-сцинтиллятора *NaI*. Всего на настоящий момент

можно выбрать пять различных типов сцинтиллятора: *CsI* (1), *NaI* (2), *Bi₄Ge₃O₁₂* (3), *LaBr₃* (4) и *Lu₂SiO₅* (5).

```
/control/verbose 1
/run/verbose 0
/tracking/verbose 0
#
/gun/particle gamma
/gun/energy 0.2 MeV
/scint/det/setSciRflCo 0.90
/scint/det/setPhToPhel 1
/scint/gun/ThetaVal 60.0
/scint/gun/RhoVal 0.5
#
/run/beamOn 100
```

Рис.1.5

Пример mac-файла для сеанса моделирования в пакетном режиме: `run100.mac`

По умолчанию (в отсутствие команды `/scint/det/setscintmat`) используется значение 1, т.е. выбирается *CsI*. Также по умолчанию выбираются следующие значения параметров: первичная частица — γ -квант, первичная кинетическая энергия — 100 кэВ, радиус кристалла — 2 см, толщина кристалла — 4 см, коэффициент отражения поверхности кристалла (цилиндрическая поверхность + «крышка») — 0,8, угол падения первичной частицы с осью кристалла — 0, радиус пучка — 0, ключ регистрации фотонов/фотоэлектронов — 1. Количество бросаемых частиц всегда задаётся явно.

Следующие команды устанавливают: `setSciRflCo 0.90` — коэффициент отражения поверхности кристалла, `/scint/det/setPhToPhel 1` — ключ регистрации фотонов/фотоэлектронов, `/scint/gun/ThetaVal 60.0` — угол падения первичной частицы в градусах, `/scint/gun/RhoVal 0.5` — радиус пучка в см. Последней должна быть команда `/run/beamOn 100`,

задающая число моделируемых событий. При небольших размерах кристалла (например, при размерах по умолчанию) моделирование одного события от электрона с энергией 1 МэВ идёт примерно одну секунду, что позволяет набирать большую статистику за небольшое время.

```

/control/verbose 1
/run/verbose 0
/tracking/verbose 0
#
/gun/particle e-
/gun/energy 1 MeV
/scint/det/setscintmat 2
/scint/det/setSciRflCo 0.90
/scint/det/setPhToPhel 1
/scint/gun/ThetaVal 60.0
/scint/gun/RhoVal 0.5
#
/run/beamOn 100

```

Рис.1.6

Новый mac-файл `run100_e-_1MeV.mac`, переделанный из `run100.mac`

Правда, размеры файлов `qdiff` (до 1 Мб на одно событие) будут ограничивать число моделируемых событий на уровне десятков тысяч. Реально необходимый для получения распределений объем выборок составляет 100-1000.

Запуск моделирования в пакетном режиме (без диалога) производится командой

```
> scint <имя1.mac> > <имя2.out> &
```

Здесь первый знак ">" — приглашение ОС LINUX (может быть другим), `scint` — имя приложения, `<имя1.mac>` — имя командного файла, задающего сеанс, второй знак ">" — признак переадресации стандартного выводного потока в файл `<имя2.out>`, знак "&" — признак отсоединения приложения от окна терминала, в котором оно было запущено. Последний знак не является принципиально важным, но позволяет пользоваться окном терминала для выполнения других команд LINUX во время

выполнения приложения.

По окончании расчета надо убедиться в том, что файлы `qint` и `qdiff` появились в текущем каталоге наряду с файлом `<имя2.out>`. Если они НЕ появились, то сеанс моделирования не прошёл.

После успешного завершения сеанса моделирования надо воспользоваться скриптом `spars`, имеющим следующий формат:

```
spars <NE> <E0> <PT> <CT> <RC> <TC> <A> <RB> <CR> <KR>
```

Здесь `<NE>` — число моделируемых событий, целое число без знака, `<E0>` — первичная энергия, положительное число (может быть с десятичной точкой) с размерностью: `keV` или `MeV`, `<PT>` — тип первичной: `gm`, `e1`, `po`, `mu+` (для μ^+) или `mu-` (для μ^-), `<CT>` — тип кристалла: 1, 2, 3, 4 или 5, `<RC>` — радиус кристалла в см (может быть с десятичной точкой), `<TC>` — толщина кристалла в см (может быть с десятичной точкой), `<A>` — угол падения первичных частиц с осью кристалла в градусах (может быть с десятичной точкой), `<RB>` — радиус пучка в см (может быть с десятичной точкой), `<CR>` — коэффициент отражения цилиндрической поверхности кристалла и «крышки» цилиндра (может быть с десятичной точкой), `<KR>` — значение ключа регистрации фотонов/фотоэлектронов: 0 или 1. Все значения параметров должны соответствовать использованным в `mas`-файле, с помощью которого был осуществлен сеанс моделирования (`<имя1.mas>`), или умолчаниям, если какие-то команды не использовались.

1.4 Представление результатов

Результаты необходимо представить в графическом виде. При проведении сравнений для качественного анализа сопоставляемые данные должны быть изображены в одинаковых масштабах на одной паре осей. Для количественного анализа нужно использовать графики отношений или разностей сопоставляемых данных. Для анализа и визуализации данных желательно использовать пакет `ROOT`, установленный на компьютерах практикума.

В Приложении Б приведены два примера обработки файлов `qint` и `qdiff` с помощью `ROOT`.

1.5 Упражнения

1.5.1 Статистические характеристики спектра поглощённой энергии и амплитудного спектра при δ -образном воздействии

Свойства детектора проще всего исследовать с помощью δ -образного воздействия — узкого монохроматического пучка частиц, имеющих одинаковые тип, энергию и направление и входящих в детектор в одной и той же точке. В этом случае отклик детектора определяется процессами внутри него, а не разнообразием внешних воздействий. Студенту предлагается сравнить средние, дисперсии и коэффициенты корреляции спектров поглощенной энергии и спектров по числу зарегистрированных фотонов/фотоэлектронов для нескольких наборов из девяти первичных параметров, задаваемых при моделировании. Радиус пучка ρ **должен быть равен нулю!** Имеет смысл использовать фиксированные размеры сцинтиллятора, установить объем выборки (число моделируемых событий) в пределах 100-1000 и последовательно исследовать зависимость указанных величин только от одного параметра при прочих фиксированных. Именно:

а) Рассчитать или взять из архива несколько файлов данных типа `qint`, отличающихся первичной энергией при одинаковых прочих первичных параметрах. Построить одноимённые спектры на одной паре осей (отдельно по поглощенной энергии и по числу зарегистрированных фотонов/фотоэлектронов) для разных первичных энергий. Для каждой кривой определить разрешение по измеряемой величине и сравнить их. Рассчитать выборочные средние и дисперсии по каждому типу спектров и коэффициенты корреляции для каждого значения первичной энергии. Построить зависимости рассчитанных величин от первичной энергии.

б) То же самое для выборок, отличающихся только типом первичной частицы (γ , e^- , e^+ , μ^- , μ^+).

в) То же самое для выборок, отличающихся только углом падения $0 - 120^\circ$.

г) То же самое для выборок, отличающихся только коэффициентом

отражения 0,1-0,9.

д) То же самое для выборок, отличающихся только значением ключа регистрации фотонов/фотоэлектронов.

е) То же самое для выборок, отличающихся только типом кристалла.

1.5.2 Статистические характеристики спектра поглощённой энергии и амплитудного спектра для широкого пучка

Для оценки влияния геометрии пучка на энергетическое разрешение детектора выполнить предыдущее упражнение (полностью или частично) не только для нулевого радиуса пучка, но и для а) ненулевого радиуса $\rho \ll R_C, T_C$ (радиуса и толщины кристалла) и б) $\rho \sim R_C, T_C$, и сравнить результаты для этих трёх конфигураций.

1.5.3 Временные характеристики зарегистрированных фотонов/фотоэлектронов

Форма и масштаб временного распределения фотонов также зависят от всего набора имеющихся в нашем распоряжении параметров, и их поведение также удобнее изучать при δ -образном воздействии, минимизирующем влияние относительной геометрии частицы-снаряда и детектора. Кроме характерного времени высвечивания, параметры импульсов управляются суммарной длиной и топологией треков заряженных частиц в событии, поскольку именно трек заряженной частицы является источником ионизации. Задержка люминесцентного фотона зависит также от его пробега от места высвечивания до места поглощения фотосенсором, который увеличивается с ростом числа рассеяний и отражений фотона. Поэтому представляется интересным проанализировать файлы типа `qdiff` и:

а) сравнить статистические характеристики (выборочные средние и дисперсии) первых (\bar{t}) и вторых ($\overline{t^2}$) моментов временных распределений фотонов/фотоэлектронов для событий

- с разной первичной энергией (разной суммарной длиной треков заряженных частиц);

- с разным углом входа при одинаковой большой (> 10 МэВ для электро-

нов и гамма и > 1 ГэВ для мюонов) первичной энергии, что означает с большой вероятностью пересечение всего кристалла от стенки до стенки, причем длина трека просто зависит от угла входа;

- с разным типом частиц при одной и той же небольшой энергии (чтобы почти гарантировать остановку и, следовательно, полное поглощение одинаковой энергии в кристалле при разной длине трека);
- с разными коэффициентами отражения (с разными длинами пробегов фотонов) при прочих равных параметрах;

б) сравнить ситуации пункта а) при нулевом и ненулевом радиусе пучка, поскольку последний случай дает прохождение частиц не только по большим, но и по малым хордам (при ненулевом угле входа) и, следовательно, даёт меньшую среднюю длину трека.

1.5.4 Определение предельной первичной энергии, для которой возможна спектрометрия

Для каждого типа частиц кристалл определенных размеров, химсостава и плотности имеет характерную максимальную первичную энергию $E_{0,max}^\alpha$, которую он способен полностью поглотить с заданной вероятностью α . $E_{0,max}^\alpha$ зависит от точки и угла входа частицы в детектор. Основываясь на файлах типа `qint` для некоторой геометрии и типе кристалла и геометрии пучка, определить $E_{0,max}^{0,95}$ для некоторых типов первичных, например, γ , e^- , μ^- .

1.5.5 Оптимизация конфигурации эксперимента

Приложение `scint` предоставляет достаточно возможностей для моделирования детекторных конфигураций, близких к реальным. Поэтому с помощью него возможно решение задач более творческих, чем просто скрупулёзное исследование характеристик детектора с фиксированными типовыми параметрами. Таких задач можно поставить много, практически все они предполагают оптимизацию экспериментальной конфигурации, включая вариации формы и размеров сцинтиллятора и его оптических свойств. Выводные файлы приложения (амплитудные и временные данные о фотонах, достигших фотосенсора) можно дополнительно об-

работать переходной функцией ФЭУ и электроники для получения ещё более реалистичных сигналов детектора. Но даже и без этой последней фазы обработки возможна постановка интересных учебно-научных задач, способных стать основой курсовых и дипломных работ. Ниже приведены только два примера подобных задач. Ещё один пример реальной научной задачи реализован в виде приложения SONG, описанного в следующей главе.

Измерение сплошного спектра с наименьшими искажениями

В приведённых выше упражнениях используются δ -образные спектры по первичной энергии для удобства оценки энергетических зависимостей характеристик сцинтилляционного детектора. В реальных экспериментах часто измеряются сплошные спектры первичных частиц, и естественно поставить задачу оптимизации конфигурации детектора для наилучшего воспроизведения формы сплошного спектра.

Несложная модификация исходного кода приложения `scint` позволяет бомбардировать детектор частицами с любым распределением по первичной энергии. Например, очень просто разыграть степенной спектр первичных энергий. Задача оптимизации тогда сведётся к нахождению взаимной геометрии детектора и пучка (размеры, форма и материал кристалла, его ориентация, геометрия коллиматора и т.п.), позволяющей воспроизведение формы спектра с приемлемыми искажениями.

Разделение первичных частиц по типам

Упомянутая выше задача разделения частиц по типам может основываться на

- а) сильной зависимости световыхода и формы импульса в сцинтилляторе от типа ионизирующей частицы [2] (в этом случае возможна поэлементная идентификация ионов в МэВ-ном диапазоне в переменных «энерговыведение-время пролёта»);
- б) высоком временном разрешении сцинтиллятора, что позволяет разделять релятивистские частицы по массам по времяпролетной методике [3].

Приложение `scint` позволяет исследовать возможность разделения, например, γ -квантов и нейтронов по форме импульса, поскольку учитывает характерные процессы взаимодействия для обеих частиц. Данная проблема весьма актуальна при регистрации солнечного излучения сцинтилляционным спектрометром.

1.6 Приложение А

Определим основные характеристики детектора и конкретизируем их применительно к сцинтилляционному детектору.

Функция отклика F — вероятность создания в детекторе сигнала с определёнными параметрами (амплитудой, длительностью, временем нарастания и т.п.) неким внешним воздействием, также имеющим определённые параметры (например, частицей определённого типа, входящую в детектор в определённой точке и с определённого направления и имеющей на входе определённую энергию). В случае сцинтилляционного детектора одним из вариантов функции отклика будет нормированный на единицу спектр амплитуд u (суммарного числа зарегистрированных квантов) $F(u; E_0, i, \vec{\theta}, \vec{x})$, зависящий от точки \vec{x} и направления входа $\vec{\theta}$ и начальной энергии E_0 частицы типа i .

Энергетическое разрешение — отношение ширины пика функции отклика $F(E_{dep})$ ($u \equiv E_{dep}$) на половине высоты к средней E_{dep} пика при воздействии монохроматическим пучком.

Часто не делают различий между E_0 и E_{dep} на том основании, что амплитудную шкалу градуируют по E_0 . Однако, надо помнить, что детектор всегда видит только ту часть энергии, которую частица оставила в его чувствительной области. Нельзя забывать и о том, что любой детектор ионизации судит о E_{dep} по неким косвенным проявлениям, например, по собранному количеству свободных зарядов, как в полупроводниковом детекторе, или собранному количеству люминесцентных фотонов, как в сцинтилляторе. Поэтому энергетическое разрешение опосредовано а) статистической связью непосредственно измеряемой величины с E_{dep} и б) статистической связью E_{dep} с E_0 .

Эффективность регистрации детектором — отношение числа зарегистрированных воздействий к полному числу воздействий. Зависит от конфигурации и типа детектора, характеристик поля излучения и критерия регистрации (порога, триггерного условия).

Чувствительность детектора (интегральная) — отношение числа зарегистрированных воздействий к плотности потока воздействий (частиц). Её можно представить как эффективность регистрации, умноженную на геометрический фактор детектора. Зависит от конфигурации и

Сцинтилляторы	λ_{\max} , нм	V, %	$\tau_{\text{н}}$, нс	$\tau_{\text{выс}}$, нс	П, %	n	$Z_{\text{эф}}$	ρ , г/см ³	α/β
Неорганические сцинтилляторы									
NaI(Tl)	410	100	5	250	0,5÷5	1,78	50	3,67	0,5
CsI(Tl)	550	45	22	700	0,5÷5	1,8	54	4,51	0,6
CsI(Na)	420	85	–	630	0,5÷5	1,84	54	4,51	0,6
CsF	390	5	0,35	5	0,005	1,48	53	4,11	–
KI(Tl)	420	20	50	1000	–	1,71	49	3,13	0,6
LiI(Eu)	440	70	–	1200	–	–	52	4,06	~ 1
CaF ₂ (Eu)	435	50	5	940	0,3	1,47	16	3,18	0,19
Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂	480	8÷16	2,8	300	< 0,005	2,15	74	7,13	0,19
Bi ₄ Si ₃ O ₁₂	480; 570	2	10	100	–	2,06	74	6,8	–
BaF ₂	325	10	1	630	–	1,49	54	4,88	–
CdWO ₄	490	40	–	5000	< 0,005	2,2	65	7,9	0,22
ZnWO ₄	480	28	–	21800	–	–	61	7,87	–
CaWO ₄	430	32÷50	–	3800	–	1,92	62	6,06	–
CdS(Te)	730	100÷150	–	300	–	–	48	4,8	–
CdS(Te)*	1020	100÷150	–	3000	–	–	48	4,8	–
YAlO ₃ :Ce	370	30	2,7	24	–	1,97	15	5,35	0,23
Y ₃ Al ₅ O ₁₂ :Ce	520	6	4,5	70	–	1,823	14	4,55	0,19
Y ₃ Al ₅ O ₁₂ :Sc	300	8	4,5	130	–	1,82	14	4,55	0,25
CdJ ₂	550	< 1	0,23	0,96	–	–	51	5,6	–
Органические сцинтилляторы									
C ₁₄ H ₁₀ антрацен	447	48	2	30	–	1,62	5,8	1,25	0,1
C ₁₄ H ₁₂ стильбен	410	22	0,1	6	–	1,63	5,7	1,16	0,08
C ₁₀ H ₈ нафталин	345	9	2	75	–	1,58	5,8	1,15	0,08
ПС-111	430	20	0,4	2,1	–	1,62	5	1,05	0,1

Примечания: λ_{\max} – максимум полосы люминесценции; V – значение конверсионной эффективности относительно кристалла NaI(Tl) ($\alpha = 12\%$); $\tau_{\text{н}}$ – время нарастания сцинтилляционного импульса; $\tau_{\text{выс}}$ – время высвечивания; П – послесвечение после 3 мс; $Z_{\text{эф}}$ – эффективный атомный; α/β – отношения при $E_{\alpha} = 5,5$ МэВ

Рис. 1.7: Характеристики сцинтилляторов из [6]

Материал	Конверсионная эффективность, Z	Плотность, г/см ³	Время высвечивания, мкс	Длина волны в максимуме испускания, нм	Гигроскопичность	Относительная сцинтилляционная эффективность, %
NaI(Tl)	11(50–53)	3,67	0,23–0,25	410	+	100
Cs(Na)	53(55)	4,51	0,63	420	+	85
Cs(Tl)	53(54–55)	4,51	1	565	–	45–50
LiI(Eu)	3(53)	4,06	1,4	460	+	20–30
CaF ₂ (Eu)	9(20)	3,18	0,94	435	–	150
BaF ₂	54	4,88	0,62/0,008	220	–	16/5
Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂ (BGO)	74	7,13	0,35 – 0,36	480	–	10/15
CdWO ₄ (CWO)	8,48,74	7,9	1–20	490–530	–	20
ZnWO ₄	8,30,74	7,33	~10	–	–	28
CaWO ₄	8,20,74	6,06	~6	430	–	80
ZnS(Ag)	6	4,09	10	410–460		
Полистирол ПС-Н	1,6–2	1,05	0,0028	420	–	10–42
Полистирол СЦ	1,6–2	1,05	0,0018–0,005	380–490	–	44–66
Антрацен C ₁₄ H ₁₀	1,5–4	1,18–1,25	0,032–0,04	390–445	–	
Стильбен C ₁₄ H ₁₂	2–4	1,16	0,006–0,0064	410	–	
Нафталин C ₁₀ H ₈	0,4	1,15	0,06–0,08	345	–	

Рис. 1.8: Характеристики сцинтилляторов из [7]

типа детектора, характеристик поля излучения и критерия регистрации.

Конверсионная эффективность сцинтиллятора — среднее отношение энергии световой вспышки к энергии, поглощённой в сцинтилляторе в результате воздействия (прохода частицы). В Таблице 1.1 использовано другое определение конверсионной эффективности: среднее отношение числа испускаемых квантов к поглощённой в сцинтилляторе энергии. Задания именно этой величины требует пакет GEANT4.

Удельный световой выход — среднее число квантов (в частности, люминесцентных), генерируемых на единице длины пробега частицы.

Время высвечивания сцинтиллятора — постоянная времени экспоненты, по которой спадает количество высвечиваемых квантов. Для большинства сцинтилляторов распределение по времени высвечивания

аппроксимируется двумя и более экспонентами.

1.7 Приложение Б

Первый скрипт ROOT (`corr.C`) читает файл `qint` и формирует диаграмму $E_{dep} - N_{ph}$ (рис.1.9) корреляций между поглощенной кристаллом энергией и числом зарегистрированных фотонов отдельно по событиям:

```
TCanvas* graph()
{
    TCanvas *c = new TCanvas("c","Edep-Nph correlation",0,0,
                             1000,1000);

    Int_t nlines, num;
    Double_t nph[100],edep[100], npho, ed;
    ifstream in;
    Double_t x[2]={-0.1,2800.0},y[2]={0.0,200.0};

    // *****

    in.open("qint");

    nlines = 0;
    while(1) {
        in >> num >> npho >> ed;
        if (!in.good()) break;
        nph[nlines] = npho;
        edep[nlines] = ed;
        nlines++;
    }
    printf(" ***** qint: Found %d entries\n",nlines);
    in.close();

    TGraph *g20 = new TGraph(2,y,x);
    TGraph *g21 = new TGraph(100,edep,nph);
```

```

g20->SetTitle(
    "Edep - Nphot correlation for 200 keV electrons");

g20->SetMarkerStyle(1);
g20->SetMarkerColor(10);
g20->GetXaxis()->SetTitle("Edep, keV");
g20->GetXaxis()->SetTitleSize(0.025);
g20->GetXaxis()->SetTitleOffset(1.25);
g20->GetXaxis()->CenterTitle();
g20->GetXaxis()->SetLabelSize(0.02);
g20->GetXaxis()->SetNdivisions(210);
g20->GetYaxis()->SetTitle("Nphot");
g20->GetYaxis()->SetTitleSize(0.025);
g20->GetYaxis()->SetTitleOffset(1.45);
g20->GetYaxis()->CenterTitle();
g20->GetYaxis()->SetLabelSize(0.02);
g20->GetYaxis()->SetNdivisions(205);
g20->Draw("AP");

g21->SetMarkerStyle(24);
g21->SetMarkerColor(2);
g21->Draw("P");

return c;
}

```

Второй скрипт (`pulses.C`) читает файл `qdiff` и рисует временные распределения (импульсы) фотонов (рис.1.10) для первых пяти событий:

```

TCanvas* graph()
{
    TCanvas *c = new TCanvas("c","Scintillator pulses",0,0,
                            1000,1000);

    Int_t nlines = 0, n=50, num;

```

```

Double_t t,e;
ifstream in;

// *****

TH1F *h1 = new TH1F("td0",
    "Pulses in PMT by 0.2 MeV electron",20,0.0,8000.0);
TH1F *h2 = new TH1F("td1",
    "Pulses in PMT by 0.2 MeV electron",20,0.0,8000.0);
TH1F *h3 = new TH1F("td2",
    "Pulses in PMT by 0.2 MeV electron",20,0.0,8000.0);
TH1F *h4 = new TH1F("td3",
    "Pulses in PMT by 0.2 MeV electron",20,0.0,8000.0);
TH1F *h5 = new TH1F("td4",
    "Pulses in PMT by 0.2 MeV electron",20,0.0,8000.0);

TLegend *legend = new TLegend(.64,.72,.70,.88);

in.open("qdiff");

while(num <= 4) {
    in >> num >> t >> e;
    if (!in.good()) break;
    if(num == 0) h1->Fill(t);
    if(num == 1) h2->Fill(t);
    if(num == 2) h3->Fill(t);
    if(num == 3) h4->Fill(t);
    if(num == 4) h5->Fill(t);
    nlines++;
}
printf(" ***** qdiff: Found %d entries\n",nlines);
in.close();

h1->SetLineColor(2);
h1->GetXaxis()->SetTitle("delay, nS");

```

```
h1->GetXaxis()->SetTitleSize(0.025);
h1->GetXaxis()->SetTitleOffset(1.25);
h1->GetXaxis()->CenterTitle();
h1->GetXaxis()->SetLabelSize(0.02);
h1->GetXaxis()->SetNdivisions(210);
h1->GetYaxis()->SetTitleSize(0.025);
h1->GetYaxis()->SetTitleOffset(1.45);
h1->GetYaxis()->CenterTitle();
h1->GetYaxis()->SetLabelSize(0.02);
h1->GetYaxis()->SetNdivisions(205);
legend->AddEntry(h1,"#0");
h1->Draw();

h2->SetLineColor(3);
legend->AddEntry(h2,"#1");
h2->Draw("sames");

h3->SetLineColor(4);
legend->AddEntry(h3,"#2");
h3->Draw("sames");

h4->SetLineColor(6);
legend->AddEntry(h4,"#3");
h4->Draw("sames");

h5->SetLineColor(7);
legend->AddEntry(h5,"#4");
h5->Draw("sames");

legend->Draw();

return c;
}
```

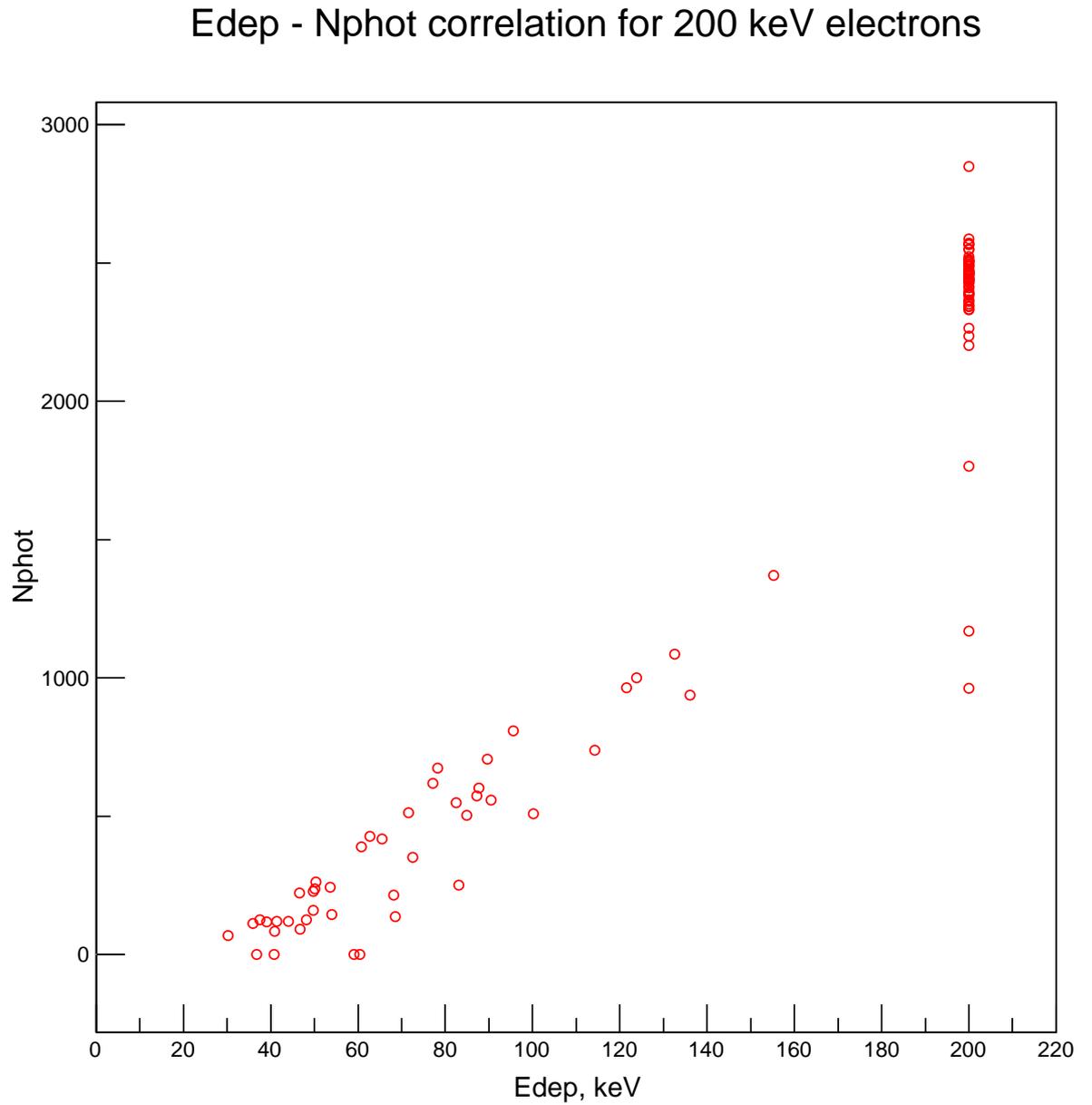


Рис. 1.9: Корреляции между поглощенной кристаллом энергией и числом зарегистрированных фотонов

Pulses in PMT by 0.2 MeV electron

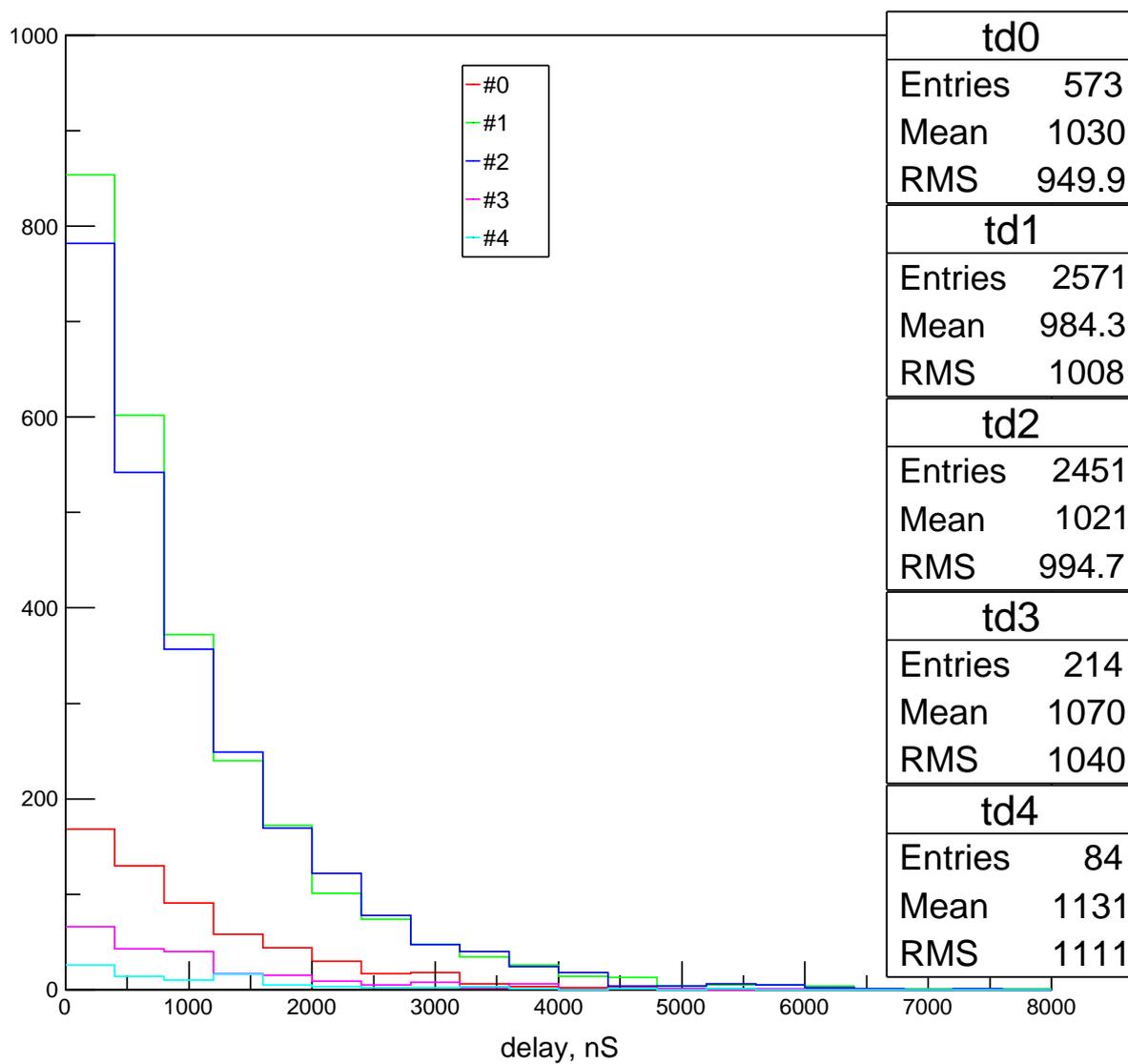


Рис. 1.10: Временные распределения фотонов для первых пяти событий

Глава 2

Спектрометр СОНГ

Для исследования процессов ускорения заряженных частиц до релятивистских энергий во время вспышек на Солнце в составе научного оборудования спутника КОРОНАС-Ф был детектор СОНГ [8] (Солнечный Нейтронный и Гамма спектрометр), служивший для регистрации спектров рентгеновского и гамма-излучений, а так же полных потоков протонов и электронов. Спутник был запущен 31 июля 2001 года и прекратил своё существование в декабре 2005 г.

В спектрометре использована простая и надёжная схема выделения нейтральных частиц из преобладающего потока заряженных: основной детектор (кристаллический сцинтиллятор) был помещён в пластиковый кожух-сцинтиллятор (VETO-кожух), почти прозрачный для γ -квантов и нейтронов, но чувствующий прохождение через него заряженных частиц. Наличие сигнала в кожухе, превышающего некоторый порог, считается признаком заряженной первичной частицы, хотя не исключена ситуация, когда γ -квант взаимодействует с материалом кожуха, создавая вторичный электрон или электрон-позитронную пару и, таким образом оставляя в кожухе часть своей энергии. Возможен также выход вторичных заряженных частиц из основного детектора в VETO-кожух, что тоже приводит к порче истинного события (в отсутствие временного анализа сигналов). Таким образом, механизм VETO требует оптимальной настройки для решения противоречивой задачи максимального подавления фона (событий от заряженных частиц) при минимальных потерях истинных событий.

Настройка механизма отбора γ -событий является только одной из це-

лого ряда методических проблем данного и других подобных экспериментов, от решения которых сильно зависит как качество получаемых экспериментальных данных, так и качество физических результатов их обработки и интерпретации. В этом ряду — расчёт функции отклика спектрометра на частицы различных типов и энергий и её использование для восстановления их первичных спектров, энергетические разрешения и диапазоны чувствительности и т.п.

Целью данной задачи является решение части этих методических проблем и, в конце концов, решение близкой к реальности задачи восстановления первичного γ -спектра по скоростям счёта в энергетических каналах СОНГ.

2.1 Описание численного эксперимента

Модель спектрометра СОНГ представлена на рис.1. В данном случае в детектор справа налево входит мюон (красная траектория) с энергией 300 МэВ, оставляет часть энергии в кожухе, входит в кристалл и выходит из него также через кожух, оставляя в нём ещё немного энергии.

Входное окно кожуха имеет толщину 1 см, в остальных сечениях толщина кожуха составляет 2 см. Цилиндрическая часть его переходит в коническую и заканчивается коническим дном, к которому примыкает стеклянная пластина, имитирующая ФЭУ. Поглощение фотонов/фотоэлектронов устроено так же, как в предыдущей задаче. Заполненный флуоресцентным светом прямоугольник — кристалл CsI(Tl) в разрезе. С лицевой стороны и по цилиндрической поверхности он покрыт алюминиевой оболочкой толщиной 0,3 мм и 3 мм, соответственно. С тыла к кристаллу примыкает ещё одна стеклянная пластина-ФЭУ, работающая так же, как и первая.

Поскольку спектрометр предназначен прежде всего для регистрации нейтрального излучения Солнца — γ -квантов и нейтронов —, спутник Коронас-Ф был постоянно ориентирован на Солнце, и интересующие экспериментаторов частицы приходили с лицевой стороны СОНГ параллельно его продольной оси. Естественно предположить, что точки входа

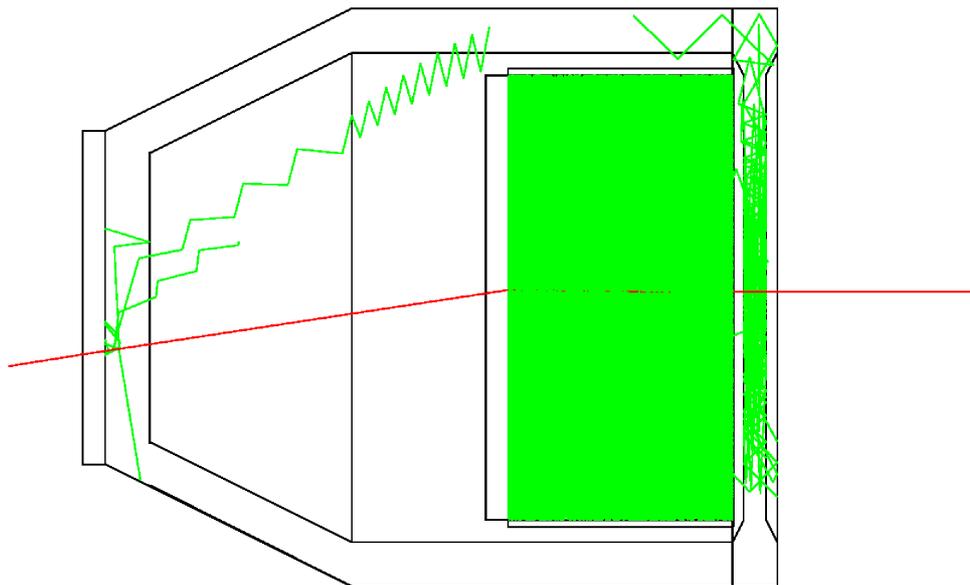


Рис. 2.1: Событие от мюона 300 МэВ в спектрометре СОНГ

частиц в детектор распределены равномерно по его лицевой плоскости. Тогда при расчёте характеристик спектрометра надо использовать широкий пучок радиуса 13 см (радиус цилиндрической части кожуха), это гарантирует непредубеждённое рассмотрение всех возможных ситуаций при взаимодействии излучения с различными частями детектора. Аналогично, при рассмотрении потоков с других направлений следует выбирать радиус пучка таким, чтобы весь прибор в соответствующем ракурсе умещался внутри пучка. Данные о первичных частицах, прошедших мимо, не будут занесены в выводные файлы.

Начать анализ характеристик спектрометра логично с работы системы VETO, поскольку её основной параметр — пороговая энергия E_{thr} включения — влияет на функцию отклика прибора, и её следует вычислять после установки E_{thr} (или её аналога в фотонах/фотоэлектронах). Для оценки работы системы отбора нейтральных событий в первом приближении достаточно разыграть несколько выборок событий от широких пучков электронов, приходящих с разных направлений и имеющих один и тот же сплошной первичный спектр, характерный для условий реального эксперимента. Для оценки потерь γ -квантов за счёт работы систе-

мы VETO надо также разыграть сплошной γ -спектр или набор γ -линий в диапазоне чувствительности спектрометра с нулевым углом падения. Поскольку мы пока не знаем диапазона чувствительности СОНГ, разыгрывать кванты будем в диапазоне 30 кэВ – 300 МэВ. После получения откликов на электроны и γ -кванты надо построить зависимости долей зарегистрированных в кожухе электронов и γ -квантов от E_{thr} в диапазоне примерно 100 кэВ – 1 МэВ и выбрать оптимальное значение E_{thr}^{opt} , соответствующее подавлению потока электронов в $\sim 10^4$ раз при сохранении большей части γ -квантов. Оптимальный порог надо выразить не только в энергии, поглощённой в кожухе, но и в числе фотонов/фотоэлектронов, зарегистрированных ФЭУ кожуха.

После установки порога системы VETO можно переходить к изучению других характеристик спектрометра. Естественно исследовать отклики детектора на γ -линии в широком диапазоне от 30 кэВ до 300 МэВ при штатном (фронтальном) падении квантов. Достаточно менять энергию от линии к линии на полпорядка, т.е. рассчитать отклики на ряд энергий 30, 100, 300 кэВ, 1, 3, 10, 30, 100, 300 МэВ. По этим откликам можно одновременно оценить рабочий диапазон спектрометра (диапазон первичных энергий, в котором с вероятностью 0,95 энергия первичной частицы полностью поглощается в кристалле, если взаимодействие происходит), энергетическое разрешение и эффективность регистрации в пределах рабочего диапазона.

Когда все существенные характеристики спектрометра известны, можно ставить для него рабочие задачи в пределах его возможностей. Одним из характерных типов задач является анализ γ -спектров, получаемых во время солнечных событий, поскольку во время последних происходит ускорение заряженных частиц, вторичные γ -кванты от которых приходят в спектрометр. Скорости счёта в каналах спектрометра меняются со временем, что отражает различные фазы солнечных событий. Считается, что при спокойном Солнце регистрируемые γ -кванты имеют примерно степенной спектр с медленно меняющейся формой и интенсивностью и происходят в основном из Галактики. Во время вспышки к этому спектру добавляются спектр ядерных γ -линий и γ -спектр от распадов пионов, возникающих вследствие ускорения протонов в солнечной атмосфере. Анализ такого комплексного спектра базируется на моделях трёх ука-

занных компонентов первичного спектра, для его проведения необходимо рассчитать отклики спектрометра на эти три модели. Считается, что спектрометр является с хорошей точностью линейной системой, поэтому отклик на линейную комбинацию первичных спектров есть линейная комбинация откликов на компоненты. В процессе анализа скорости счёта в каналах аппроксимируются линейной комбинацией откликов трёх компонентов, подогнанные коэффициенты линейной комбинации затем используются для воссоздания интенсивностей первичных спектров компонентов, причём самой интересной является самая высокоэнергичная пионный компонент ($E_\gamma \gtrsim 10$ МэВ).

2.2 Моделирующая программа и особенности её использования

Для выполнения всей описанной выше программы численного эксперимента в задаче используется специально разработанное приложение, основанное на библиотеках пакета GEANT4 [4]. Для анализа и визуализации данных применяется пакет ROOT[5]. Эти программы работают под управлением ОС LINUX Fedora 20.

Приложение GEANT4 называется **SONG** и может быть использовано в интерактивном и пакетном режимах. Интерактивный режим требует от вычислительной системы больших ресурсов процессора и памяти и поэтому должен использоваться с осторожностью. Все предполагаемые расчёты могут быть выполнены в пакетном режиме. Работа в этом случае сводится к запуску командных файлов, воспринимаемых ОС LINUX как команды. Для выполнения любого из упражнений задачи необходимы данные одного или нескольких сеансов моделирования (run) событий приложением **SONG**. Могут быть использованы данные ранее проведенных сеансов, хранящиеся в архиве общего доступа. При отсутствии нужных данных студент должен самостоятельно провести соответствующий сеанс моделирования. Отклики на модели компонентов γ -спектра требуют больших объёмов выборок и потому насчитаны заранее и хранятся в архиве.

Взаимная геометрия пучка и спектрометра практически повторяет

геометрию предыдущей задачи с единственным отличием, что для СОНГ всегда используется широкий пучок (от $\rho=13$ см при фронтальном падении до $\rho=20$ см при боковом падении) во избежание неоправданного сужения разнообразия ситуаций.

В процессе сеанса происходит прослеживание прохождения заданного количества частиц одних и тех же типа и направления через кожух, кристалл-сцинтиллятор и фотосенсоры, включая прослеживание судьбы каждого флуоресцентного фотона до поглощения или регистрации при входе в световоды-фотосенсоры. Энергии первичных частиц могут быть одинаковыми или разыгрываться по нескольким различным спектрам (степенному, спектру ядерных γ -линий или спектру от распадов пионов). В расчётах для базовых упражнений необходимо использовать моноэнергетические выборки и выборки из степенных спектров, возможность розыгрыша спектра ядерных γ -линий и спектра от распада пионов используется для расчёта выборок модельных компонентов, применяемых при анализе экспериментальных спектров.

Все предусмотренные параметры сеанса моделирования управляются командами (как стандартными для GEANT4, так и специфическими для данного приложения), входящими в состав командных файлов `run*.mac`, описанных ниже.

В результате проведения каждого сеанса приложение создаёт один выводной файл: `SONG_out`. Он содержит всю необходимую информацию о каждом из событий сеанса (событием считается любое прохождение первичной частицы через конструкции спектрометра):

- столбец 1 — энергия первичной частицы в кэВ;
- столбец 2 — число оптических фотонов, зарегистрированных в данном событии фотосенсором VETO-кожуха;
- столбец 3 — число фотоэлектронов, зарегистрированных в данном событии фотосенсором VETO-кожуха;
- столбец 4 — число оптических фотонов, зарегистрированных в данном событии фотосенсором кристалла CsI;
- столбец 5 — число фотоэлектронов, зарегистрированных в данном событии фотосенсором кристалла CsI;
- столбец 6 — суммарное энерговыделение (в кэВ) в VETO-кожухе в данном событии;

- столбец 7 — суммарное энерговыделение (в кэВ) в кристалле в данном событии.

Файл содержит столько строк, сколько состоялось событий в данном сеансе, т.е. сколько первичных прошли через конструкции СОНГ.

По окончании сеанса выводные файлы данных должны быть переименованы так, чтобы имена включали первичную информацию, сжаты утилитой `gzip` и скопированы в архив. Для этого используется команда (командный файл) `cparg` с семью параметрами:

- число событий,
 - тип спектра,
 - минимальная энергия первичной частицы,
 - максимальная энергия первичной частицы,
 - тип первичной,
 - радиус пучка,
 - угол падения частиц с осью кристалла,
- что минимизирует количество ошибок при переименовании и архивировании.

2.3 Сеанс моделирования

Для проведения моделирования используются командные файлы `run*.mac`, задающие все необходимые для сеанса исходные данные. В качестве образца доступны несколько `mac`-файлов с разными значениями параметров, студент должен сам сделать из них нужный ему `mac`-файл.

Рассмотрим пример переделки `run_1MeV_gam_100.mac` (рис.2.2) в новый файл `run_1MeV_gam_60deg_100.mac` (рис.2.3). Команды `verbose` задают уровень детальности информации, посылаемой в выводной поток на разных уровнях рассмотрения (`control` — команды управления, `run` — сеанс, `event` — событие, `tracking` — трек). Объем информации нарастает при изменении значения параметра от 0 до 2 и выше. Без особой необходимости не стоит менять установленных значений. `#` означает строку-комментарий.

Команда `/gun/particle gamma` устанавливает γ -квант в качестве первичной частицы. В старом файле команда `/gun/energy 1 MeV` задаёт ки-

нетическую энергию первичной частицы (в данном случае — полную). В новом командном файле мы сохраняем эту команду.

Следующая команда в старом файле `/scint/gun/RhoVal 13.0` задаёт радиус пучка в см. Команда `/scint/gun/ThetaVal`, устанавливающая направление пучка по отношению к продольной оси спектрометра, в старом файле отсутствует, что предполагает нулевое значение угла падения. Значение `13.0` соответствует внешнему радиусу кожуха, т.е. пучок в этом случае захватывает всю лицевую часть кожуха. При этом реализуется весь естественный набор относительных геометрий "частица — детектор".

В новом файле мы вводим команду `/scint/gun/ThetaVal 60.0`, устанавливающую угол падения `60` градусов. При таком угле падения необходимо увеличить радиус пучка, чтобы он по-прежнему охватывал весь прибор в новом аспекте. Прибор простирается вдоль продольной оси (ось Z) от `-15` см до `+15` см, поперечный радиус `13` см требует радиуса пучка почти `20` см при угле падения `90` градусов.

При меньших и бóльших углах падения радиус пучка должен быть от `13` см до `20` см, его надо оценить, и лучше ошибиться в бóльшую сторону, так как в этом случае часть заказанных первичных частиц просто пролетит мимо. В новом `mac`-файле фигурирует команда `/scint/gun/RhoVal 18.5`, обеспечивающая достаточный радиус пучка. Последняя команда `/run/beamOn 100` в обоих файлах задаёт генерацию `100` первичных.

```
/control/verbose 1
/run/verbose 1
#
/gun/particle gamma
/gun/energy 10 MeV
/scint/gun/RhoVal 1.0
#
/tracking/verbose 0
#
/run/beamOn 100
```

Рис.2.2

mac-файл run_1MeV_gam_100.mac

```
/control/verbose 1
/run/verbose 1
#
/gun/particle gamma
/gun/energy 10 MeV
/scint/gun/RhoVal 1.0
#
/tracking/verbose 0
#
/run/beamOn 100
```

Рис.2.3

mac-файл run_1MeV_gam_60deg_100.mac

До сих пор все первичные частицы имели одинаковые энергии. Посмотрим теперь, как добиться генерации выборки из степенного и других сплошных спектров. Приложение SONG может моделировать степенной первичный спектр $\sim E^{-\gamma}$ в диапазоне показателя $1,5 < \gamma < 4,0$. Для описания степенного спектра в командном файле run_gamp.mac (рис.2.4) используются три команды:

- /scint/gun/GamVal 2.4, задающая значение показателя степени 2,4 ,
- /scint/gun/EminVal 1.0, устанавливающая значение минимальной энергии спектра в 1 МэВ,
- /scint/gun/EmaxVal 20.0, указывающая значение максимальной энергии спектра в 20 МэВ.

Команда /scint/gun/EminVal позволяет задавать минимальную энергию степенного спектра в диапазоне 0,04 – 20 МэВ, команда /scint/gun/EmaxVal может задавать максимальную энергию в диапазоне 20 – 300 МэВ. Команда /scint/gun/GamVal задаёт показатель γ в указанном выше диапазоне значений, но может также использоваться для генерации сплошного спектра ядерных линий (файл run_gam_lines.mac,

рис.2.5). Для этого необходимо задать команду `/scint/gun/GamVal -1.0`, а команды `/scint/gun/EminVal` и `/scint/gun/EmaxVal` в этом случае не действуют, поскольку диапазон энергий определяется крайними узлами энергетической сетки, определённой внутри кода.

```
/control/verbose 1
/run/verbose 1
#
/gun/particle gamma
/scint/det/setPhToPhel 1
/scint/gun/ThetaVal 0.0
/scint/gun/RhoVal 13.0
/scint/gun/GamVal 2.4
/scint/gun/EminVal 1.0
/scint/gun/EmaxVal 20.0
#
/tracking/verbose 0
#
/run/beamOn 100000
```

Рис.2.4

mac-файл `run_gamp.mac` для генерации степенного спектра

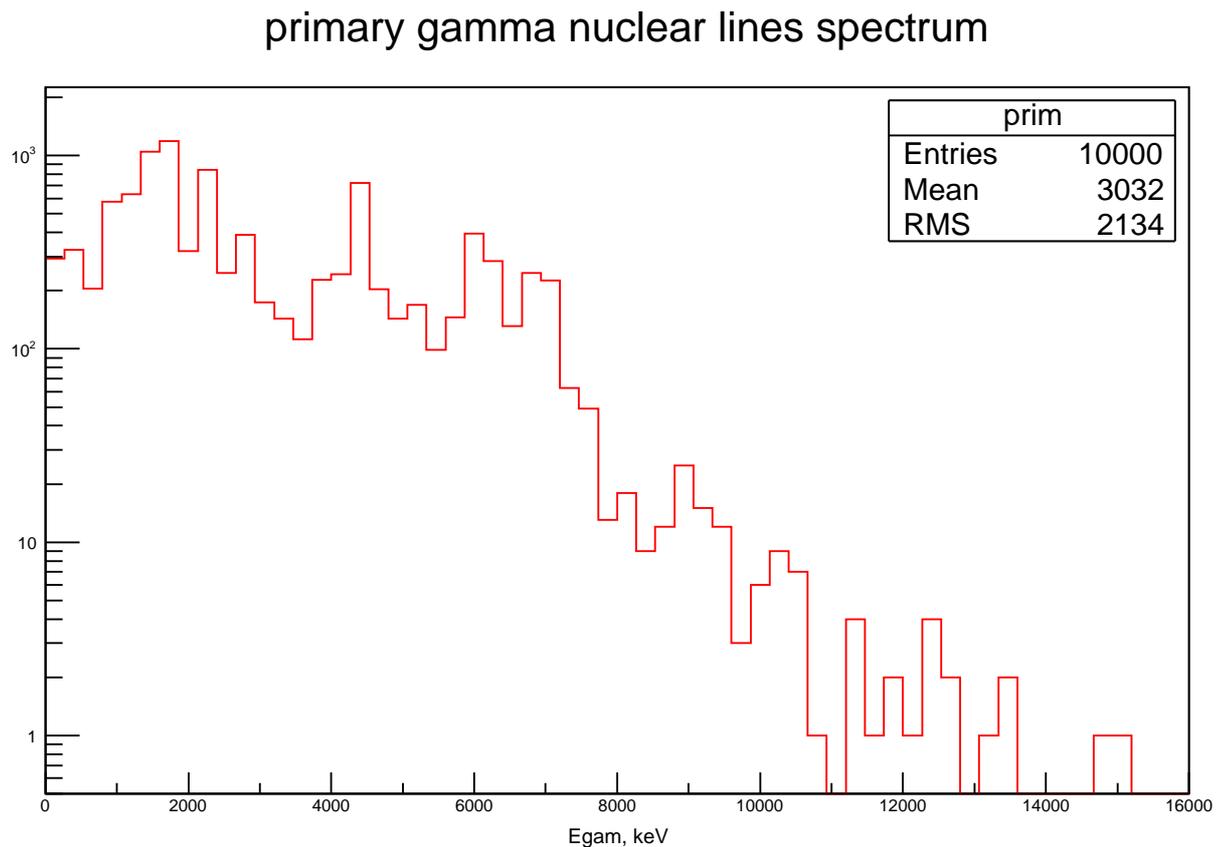
```
/control/verbose 1
/run/verbose 1
#
/gun/particle gamma
/scint/det/setPhToPhel 1
/scint/gun/ThetaVal 0.0
/scint/gun/RhoVal 13.0
/scint/gun/GamVal -1.0
#
```

```
/tracking/verbose 0  
#  
/run/beamOn 10000
```

Рис.2.5

Файл `run_gam_lines.mac` для генерации γ -континуума ядерных линий

Результат работы приложения `SONG` с командным файлом `run_gam_lines.mac` показан на рис.2.6 (первичный спектр). Сжатый выводящий файл с именем `SONG_out_gamma_lines_0deg_10000.gz` лежит в архиве общего пользования и может быть использован при анализе экспериментальных спектров детектора `СОНГ`.

Рис. 2.6: Первичный спектр γ -квантов континуума ядерных линий

Приложение **SONG** может генерировать спектр γ -квантов от распада пионов солнечных вспышек. Для этого в командном файле `run_gam_pions.m` (рис.2.7) задана команда `/scint/gun/GamVal -2.0`. Команды `/scint/gun/EminVal` и `/scint/gun/EmaxVal` в этом случае также не действуют. Первичный спектр, получаемый с помощью `run_gam_pions.mac`, показан на рис.2.8. Моделирование спектра γ -квантов от распада пионов требует значительного времени, и студентам проводить его не рекомендуется. Необходимый для анализа экспериментальных спектров детектора СОНГ сжатый файл `SONG_out_gamma_pions_0deg.gz` лежит в архиве общего доступа.

```
/control/verbose 1
/run/verbose 1
#
/gun/particle gamma
/scint/det/setPhToPhel 1
/scint/gun/ThetaVal 0.0
/scint/gun/RhoVal 13.0
/scint/gun/GamVal -2.0
#
/tracking/verbose 0
#
/run/beamOn 1000
```

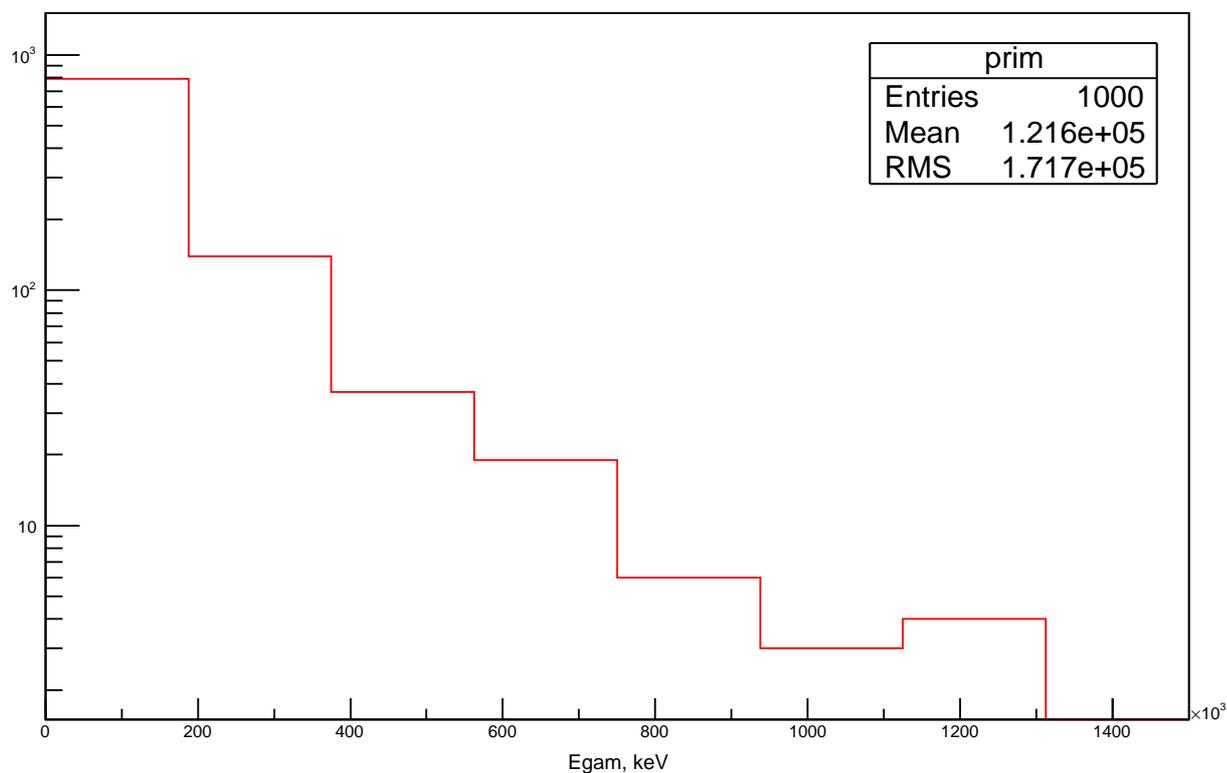
Рис.2.7

Файл `run_gam_pions.mac` для генерации спектра γ -квантов от распада пионов

Запуск моделирования в пакетном режиме производится командой
`> SONG <имя1.mac> > <имя2.out> &`

Здесь первый знак ">" — приглашение ОС LINUX (может быть другим), **SONG** — имя приложения, `<имя1.mac>` — имя командного файла, задающего сеанс, второй знак ">" — признак переадресации стандартного выводного потока в файл `<имя2.out>`, знак "&" — признак отсоединения приложения от окна терминала, в котором оно было запущено. Последний знак не является принципиально важным, но позволяет

spectrum of primary gamma from pion decays

Рис. 2.8: Первичный спектр γ -квантов от распада пионов

пользоваться окном терминала для выполнения других команд LINUX во время выполнения приложения.

По окончании расчета надо убедиться в том, что файл `SONG_out` появился в текущем каталоге наряду с файлом `<имя2.out>`. Если они НЕ появились, то сеанс моделирования не прошёл.

После успешного завершения сеанса моделирования надо воспользоваться скриптом `sparg`, имеющим следующий формат:

```
sparg <NE> <GM> <EMi> <EMa> <PT> <RB> <A>
```

Здесь `<NE>` — число моделируемых событий, целое число без знака, `<GM>` — тип первичного спектра/показатель степенного спектра: 0 — спектр-линия (фиксированная энергия), 1,6-4,0 — степенной спектр с показателем $-GM$, -1 — спектр ядерных γ -линий, -2 — спектр γ -квантов от распадов пионов, `<EMi>` — минимальная первичная энергия, положительное

число (может быть с десятичной точкой) с размерностью: keV или MeV, <E_{Ma}> — максимальная первичная энергия, положительное число (может быть с десятичной точкой) с размерностью: keV или MeV, энергетические параметры повторяют диапазон розыгрыша первичных энергий степенного спектра, для линии они должны быть одинаковы, а для континуумов ядерных линий и γ от пионов можно задать любые числа, хотя в этих случаях диапазоны контролируются заданными в коде параметрами (40 кэВ - 18,475 МэВ для ядерных линий и 3,2 МэВ - 1,5 ГэВ для γ от пионов), к тому же необходимые выборки уже насчитаны и сидят в архиве, <PT> — тип первичной: gm, e1, po, mu⁺ (для μ^+) или mu⁻ (для μ^-), <RB> — радиус пучка в см (может быть с десятичной точкой), <A> — угол падения первичных частиц с осью кристалла в градусах (может быть с десятичной точкой).

Все значения параметров должны соответствовать использованным в мас-файле, с помощью которого был осуществлен сеанс моделирования (<имя1.мас>), или умолчаниям, если какие-то команды не использовались.

2.4 Процедура анализа экспериментальных спектров

Процесс получения отклика детектора на известное воздействие называется *прямой задачей*. Все обсуждавшиеся до сих пор вычисления преследовали цель исследовать реакции детектора на попадающие в него частицы, совокупность этих реакций характеризовала его свойства (эффективность регистрации, энергетическое разрешение, геомфактор и т.п.). Зная функцию отклика детектора на некоторый класс воздействий можно ставить *обратную задачу* — задачу восстановления воздействия, принадлежащего этому классу, по известному отклику.

Обратные задачи часто оказываются некорректно поставленными, например, они могут иметь не одно решение или решение может быть не устойчиво по входным данным. Степень некорректности обратной задачи обусловлена как адекватностью конструкции детектора решаемой задаче, так и обоснованностью подхода к обработке экспериментальных данных. Иными словами, в идеале детектор должен проектироваться вместе

с алгоритмом обработки, оба они должны быть оптимизированы для решения целевого класса задач. Попытка получить от уже существующего детектора то, на что он не рассчитан, с гарантией ведёт к некорректной обратной задаче, в процессе решения которой исследователь получает произвольный результат.

Есть немало конкретных рецептов, помогающих не перейти границу корректности, хотя мне известна только одна общая рекомендация — это упомянутая выше адекватность. В часто встречающейся ситуации, когда на стадии планирования эксперимента его авторы не уделили должного внимания исследованию свойств детектора и созданию подходящего алгоритма обработки, также есть достаточно общий способ остаться в корректной области. Его можно назвать *обоснованным сужением функционального пространства решений*. Идея подхода заключается в том, что поиск решения обратной задачи в широком классе функций налагает жёсткие требования на её корректность, тогда как сужение этого класса до функций, удовлетворяющих дополнительным физическим свойствам и условиям, напротив, ослабляет эти требования. Можно сказать, что эти дополнительные условия помогают обрабатываемому алгоритму выбирать те решения обратной задачи, которые лежат ближе к реальности.

Проиллюстрируем сказанное на характерной для спектрометра СОНГ обратной задаче восстановления первичного спектра γ -квантов по известному отклику. Электроника СОНГ (амплитудный анализатор) распределяет все световые отклики кристалла CsI по 12-ти каналам, границы которых в терминах энерговыделений примерно соответствуют следующей сетке: 42, 80, 225, 750, 2000, 6000, 10500, 22500, 39000, 60000, 90000, 150000, 300000 кэВ. Соответственно, экспериментальные данные СОНГ представляют собой скорости счёта детектора в этих 12-ти каналах.

При решении прямых задач для исследования функции отклика устанавливаются соответствия между первичными спектрами и откликами каналов. Основная проблема заключается в том, что отклики на заметно различающиеся первичные спектры могут отличаться слабо. Это означает, что при решении обратной задачи даже небольшие ошибки экспериментальных данных могут привести к большим ошибкам в восстановленных первичных спектрах. Противопоставить этой неблагоприятной ситуации можно специальный подход к обработке откликов, вносящий

дополнительную информацию о первичных спектрах (и тем сужающий функциональное пространство решений обратной задачи). Предлагается ограничить набор рассматриваемых первичных спектров линейными комбинациями нескольких хорошо изученных экспериментально или полученных из расчётов по общепринятым моделям компонентов, а анализ экспериментальных спектров в каналах проводить как аппроксимацию их линейной комбинацией откликов на выбранные компоненты.

Рассмотрим процедуру восстановления первичного спектра γ -квантов в указанном выше предположении трёхкомпонентной модели. В общем случае спектр может состоять и из большего числа n компонентов, но математически оно ограничено числом независимых каналов спектрометра (равным 12). Для простоты рассмотрения забудем про возможные фоновые потоки и будем считать, что СОНГ ориентирован на Солнце лицевой поверхностью, т.е. γ -кванты падают на его переднюю стенку параллельно его продольной оси. Представим внешнее воздействие в виде:

$$I(E_\gamma) = \sum_{i=1}^n a_i K_i(E_\gamma) \quad (2.1)$$

есть суммарный дифференциальный по энергии энергетический спектр γ -квантов, $K_i(E_\gamma)$ — спектр i -ого компонента, a_i — безразмерные коэффициенты, $[I(E_\gamma), K_i(E_\gamma)] = \text{см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{кэВ}^{-1}$. Отклик СОНГ на δ -образное по энергии воздействие $\delta(E_\gamma - E_0)$, равномерное по всей площади лицевой стенки:

$$G(E_0, E_{dep}) dE_{dep} \quad (2.2)$$

— вероятность получить в кристалле СОНГ энергосигнал в интервале от E_{dep} до $E_{dep} + dE_{dep}$ при воздействии линией $E_\gamma = E_0$, причём $\int_0^\infty dE_{dep} G(E_0, E_{dep}) = 1$.

Тогда спектр энергосигналов в ответ на воздействие (2.1) будет

$$\begin{aligned}
R(E_{dep}) &= A \int_0^{\infty} dE_0 G(E_0, E_{dep}) I(E_0) = \\
&= A \sum_{i=1}^n a_i \int_0^{\infty} dE_0 G(E_0, E_{dep}) K_i(E_0) = \\
&= \sum_{i=1}^n a_i R_i(E_{dep}),
\end{aligned} \tag{2.3}$$

где $R_i(E_{dep}) = A \int_0^{\infty} dE_0 G(E_0, E_{dep}) K_i(E_0)$, A — площадь лицевой стенки.

$R(E_{dep})$ есть дифференциальный спектр энерговыделений, а $R_i(E_{dep})$ — парциальный дифференциальный спектр энерговыделений i -ого компонента, $[R(E_{dep}), R_i(E_{dep})] = \text{с}^{-1}\text{кэВ}^{-1}$.

Скорость счёта в j -ом канале спектрометра

$$c_j = \int_{E_{j-1}}^{E_j} dE_{dep} R(E_{dep}); \quad j = 1, \dots, 12; \quad [c_j] = \text{с}^{-1}. \tag{2.4}$$

В рассмотренной выше постановке задачи используются скорости счёта в j -ом канале от i -ого компонента воздействия (первичного спектра):

$$\begin{aligned}
c_{ij} &= \int_{E_{j-1}}^{E_j} dE_{dep} R_i(E_{dep}); \\
c_j &= \sum_{i=1}^n a_i c_{ij}; \quad i = 1, \dots, n; \quad j = 1, \dots, 12.
\end{aligned} \tag{2.5}$$

В процессе анализа экспериментальные скорости счёта в каналах c_j^{exp} аппроксимируются линейными комбинациями (2.5). Формально имеем систему из 12 уравнений

$$c_j^{exp} = \sum_{i=1}^n a_i c_{ij}; \quad j = 1, \dots, 12 \tag{2.6}$$

для определения n коэффициентов a_i . Поскольку в нашем случае $n = 3$ и система переопределена, естественно искать решение родственной задачи на минимум функции 3-х переменных:

$$F(\vec{a}) = \sum_{j=1}^{12} \frac{(c_j^{exp} - \sum_{i=1}^3 a_i c_{ij})^2}{c_j^{exp}} = \min. \quad (2.7)$$

Компоненты оптимального вектора \vec{a} находятся из системы уравнений

$$\frac{\partial F(\vec{a})}{\partial a_i} = -2 \sum_{j=1}^{12} \frac{(c_j^{exp} - \sum_{i=1}^3 a_i c_{ij})}{c_j^{exp}} c_{ij} = 0; \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.8)$$

или

$$\sum_{j=1}^{12} \frac{c_{ij}}{c_j^{exp}} \sum_{l=1}^3 a_l c_{lj} = \sum_{j=1}^{12} c_{ij}; \quad i = 1, 2, 3. \quad (2.9)$$

Если ввести обозначения

$$b_{il} = \sum_{j=1}^{12} \frac{c_{ij} c_{lj}}{c_j^{exp}}; \quad d_i = \sum_{j=1}^{12} c_{ij} \quad i = 1, 2, 3, \quad (2.10)$$

то (2.9) примет вид

$$\sum_{l=1}^3 b_{il} a_l = d_i \quad \text{или} \quad B \vec{a} = \vec{d}, \quad (2.11)$$

где $B = \{b_{il}\}$, $\vec{d} = \{d_i\}$.

Вектор \vec{a}^* , являющийся решением (2.11) и (2.7), позволяет записать восстановленный первичный спектр

$$I_{rec}(E_\gamma) = \sum_{i=1}^n a_i^* K_i(E_\gamma). \quad (2.12)$$

Если спектры компонентов $K_i(E_\gamma)$ нормировать на единицу в пределах энергетического диапазона чувствительности СОНГ, то компоненты вектора \vec{a}^* будут имеют смысл полных потоков компонентов спектра в этом диапазоне ($[a_i] = \text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$).

Отклик СОНГ в (2.2) записан в терминах энерговыделений, которые непосредственно не измеряются. Выражения (2.2)-(2.11) можно записать

и для света, собранного на ФЭУ кристалла (или фотоэлектронов, сосчитанных электроникой ФЭУ). При выполнении соответствующего упражнения надо выбирать соответствующие данные из файлов `SONG_out*`. При расчёте скоростей счёта (2.4) надо использовать только те события из выборок компонентов, которые проходят через VETO-фильтр, т.е. дают энерговыделения в пластиковом кожухе, не превышающие порога (который должен быть выбран заранее при анализе работы системы VETO). При работе с данными по свету надо предварительно определить границы каналов и порог системы VETO в числах фотоэлектронов (соответственно, в ФЭУ кристалла и в ФЭУ кожуха).

На рис.2.9 показан пример соответствия первичных спектров и спектров энерговыделений (частичных и суммарных).

2.5 Упражнения

Последовательность упражнений следует логике, описанной в параграфе «Описание численного эксперимента», которая вполне соответствует логике реального эксперимента: сначала необходимо изучить свойства инструмента, а затем воспользоваться полученным знанием для решения физических задач.

2.5.1 Изучение работы системы подавления событий от заряженных частиц (VETO)

VETO-система включает в себя кожух из прозрачного полистирола со сцинтиллирующей добавкой, световод, ФЭУ и амплитудный дискриминатор, фиксирующий факт превышения количества света в ФЭУ некоторого порога. Если превышение произошло, событие считается вызванным заряженной частицей и изымается из дальнейшего рассмотрения.

Эффект подавления заряженных первичных частиц основан на различии поведения заряженных и нейтральных частиц в кожухе: заряженные обязательно теряют в нём энергию на ионизацию, тогда как нейтралы (γ -кванты и нейтроны) сами ионизации не производят, её могут произ-

Spectrum in components

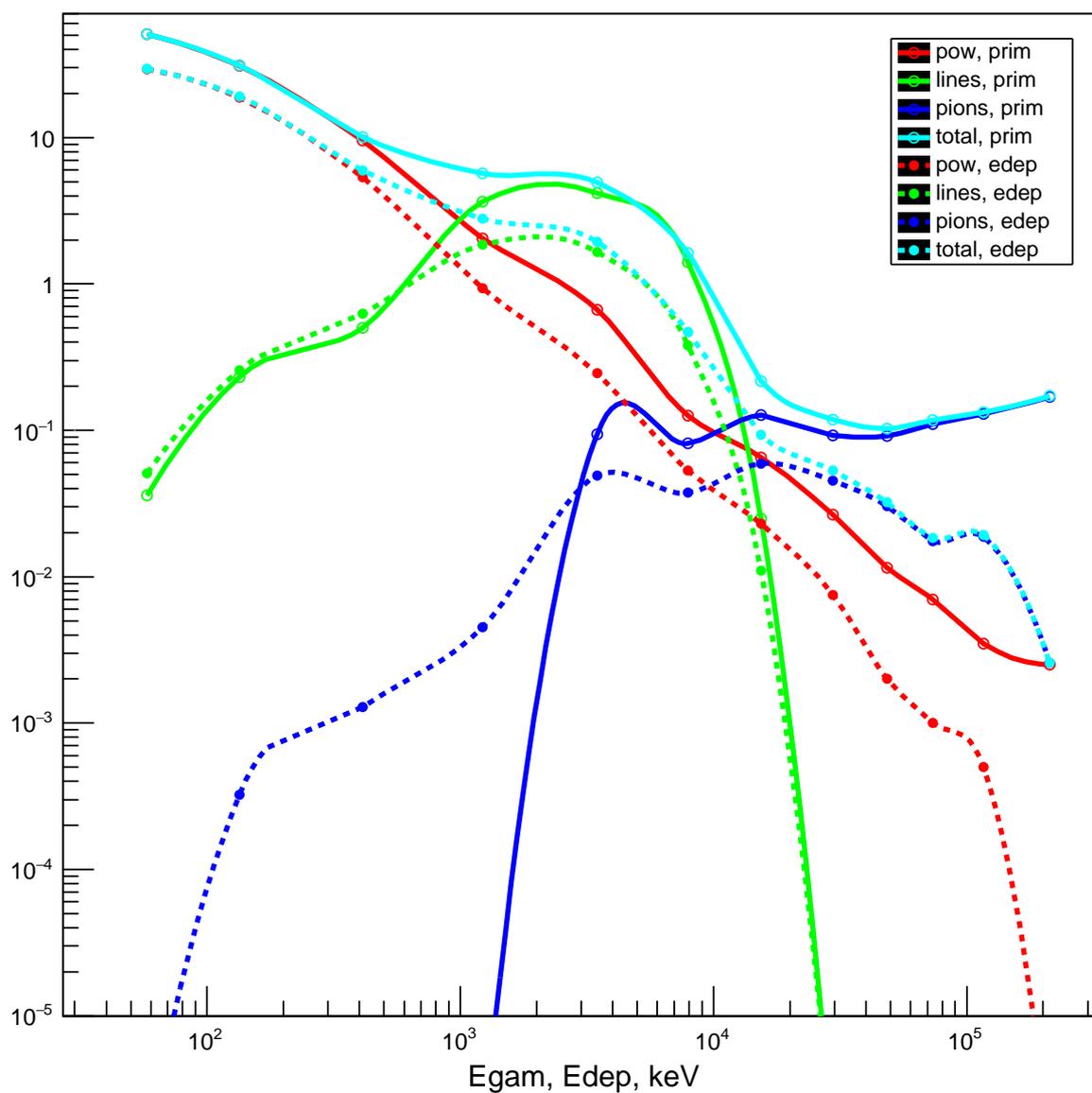


Рис. 2.9: Спектры первичных энергий (сплошные) и энерговыделений (пунктирные) в кристалле для трёх компонентов (красные — тормозные, зелёные — линии, синие — от пионов) и суммарные (голубые)

водить только заряженные продукты их взаимодействия с материалом кожуха, причём вероятность такого взаимодействия заметно меньше единицы. Однако, часть нейтралов всё-таки создают заряженные вторичные

в кожухе (или в кристалле, но с последующим выходом в кожух), поэтому основной параметр E_{thr} (в терминах поглощённой в кожухе энергии) или L_{thr} (в терминах фотонов/фотоэлектронов, зарегистрированных ФЭУ ВЕГО-системы) необходимо настроить таким образом, чтобы была подавлена максимально возможная часть заряженных частиц при сохранении как можно большей части нейтралов, в нашем случае — γ -квантов.

Для достижения оптимальной настройки следует:

1. Смоделировать несколько выборок объёмом в 30000 событий от широких пучков электронов для нескольких углов падения, имеющих степенной спектр кинетических энергий с показателем -2 – -3 в пределах 1 МэВ - 10 МэВ.

2. Смоделировать одну выборку объёмом 10000 событий от пучка γ -квантов радиуса 13 см для нулевого угла падения со степенным спектром энергий (показатель -2, диапазон 1 МэВ - 30 МэВ).

3. Построить зависимость доли

$$\delta_{el}(E_{thr}) = \frac{N_{el}(E_{thr})}{N_{el}(\infty)} \quad (2.13)$$

числа электронов, регистрируемых при пороге E_{thr} , отнесённых к полному числу упавших электронов (или, что то же самое, к числу электронов, регистрируемых при очень большом пороге) в зависимости от E_{thr} для разных углов падения на одних осях.

4. Построить зависимость доли

$$\delta_{\gamma}(E_{thr}) = \frac{N_{\gamma}(E_{thr})}{N_{\gamma}(\infty)} \quad (2.14)$$

числа γ -квантов, регистрируемых при пороге E_{thr} , отнесённых к полному числу упавших γ -квантов в зависимости от E_{thr} .

5. Определить E_{thr}^* , при котором $\delta_{el}(E_{thr}^*)$ опускается до 10^{-4} . Определить $\delta_{\gamma}(E_{thr}^*)$. Если $\delta_{\gamma}(E_{thr}^*)$ оказывается меньше 0,5, рассмотреть несколько большее значение E_{thr}^* . Если $\delta_{\gamma}(E_{thr}^*)$ больше 0,5, можно попробовать уменьшить E_{thr}^* и тем улучшить подавление фона электронов.

6. По окончании выбора E_{thr}^* необходимо определить соответствующее ему L_{thr}^* — пороговое число фотоэлектронов в одном событии, из-

меряемое ФЭУ кожуха. Оно будет использоваться во всех дальнейших упражнениях при работе с данными по свету.

2.5.2 Определение рабочего диапазона, энергетического разрешения и эффективности спектрометра СОНГ

Поскольку СОНГ предназначен прежде всего для работы с нейтральными частицами (в нашем случае — с γ -квантами), основные рабочие характеристики мы будем определять именно для них. Будем предполагать, что кванты падают на лицевую поверхность СОНГ равномерно и параллельно его продольной оси. Для оценки рабочего диапазона, разрешения и эффективности удобно работать с линиями по энергии.

Итак, необходимо:

1. Смоделировать выборки объёмом 300-1000 событий от γ -квантов с радиусом пучка 13 см и нулевым углом падения, с энергиями 100, 300 кэВ, 1, 3, 10, 30, 100, 300 МэВ.
2. Рассчитать отклики СОНГ на эти события как в энерговыделениях, так и в числах зарегистрированных фотоэлектронов, с учётом выбранных порогов ВЕТО-системы E_{thr}^* и L_{thr}^* и изобразить графически. Отклики каждого из двух типов должны сидеть на своей паре осей.
3. Оценить эффективность регистрации γ -квантов в зависимости от энерговыделения/числа фотоэлектронов.
4. Оценить энергетическое разрешение для γ -квантов в зависимости от энерговыделения/числа фотоэлектронов.
5. Оценить рабочий диапазон по γ -квантам в энерговыделениях/числах фотоэлектронов.

2.5.3 Модельный анализ спектра γ -квантов во время солнечной вспышки

Математические основания и последовательность анализа подробно описаны в параграфе «Процедура анализа экспериментальных спектров». Формальная цель упражнения — нахождение трёх потоков модельных компонентов первичного спектра γ -квантов по заданным скоростям счёта в каналах СОНГ. Реальная цель — научить самостоятельно решать об-

ратные задачи от начала до конца: от сырых экспериментальных данных и расчётных откликов спектрометра на модельные первичные спектры до восстановленного первичного спектра, полного и в компонентах.

Для расчёта откликов следует использовать три выводных файла приложения SONG, сидящие в архиве общего доступа и соответствующие тормозным γ -квантам (SONG_out_gamma_2.2_0deg_200000.gz), γ -квантам от ядерных линий (SONG_out_gamma_lines_0deg_10000.gz) и γ -квантам от распадов пионов (SONG_out_gamma_pions_0deg_3100.gz).

Пусть даны следующие экспериментальные скорости счёта в каналах c_j^{exp} :

канал	1	2	3	4	5	6
скорость счёта, s^{-1}	269575	193990	66204	31990	17977	5067
канал	7	8	9	10	11	12
скорость счёта, s^{-1}	874	523	303	202	193	24

Для получения вектора \vec{a}^* как решения задачи (2.7) необходимо вычислить скорости счёта c_{ij} в j -ом канале от i -ого компонента по формуле (2.5). С точки зрения имеющихся у нас файлов с откликами компонентов интегрирование отклика на компонент по каналу СОНГ нужно заменить суммированием событий из файла, прошедших VETO-фильтр и соответствующих данному каналу по энерговыделению или по количеству фотоэлектронов. По окончании обработки каждого файла компонента соответствующие парциальные скорости счёта c_{ij} надо поделить на полное число первичных частиц в файле, тогда скорости счёта будут рассчитаны на одну первичную частицу, и получаемые в конце компоненты \vec{a}^* будут иметь смысл полных потоков компонентов. Числа первичных частиц надо брать из названий файлов компонентов.

Когда вектор \vec{a}^* будет вычислен, надо нарисовать восстановленный суммарный первичный спектр (2.12) и его компоненты, а также представление скоростей счёта в каналах (2.6) как в энерговыделениях, так и в фотоэлектронах.

Глава 3

Оценка энергии первичной частицы широкого атмосферного ливня

Широкие атмосферные ливни (ШАЛ) представляют собой каскады частиц в воздухе, порождаемые космическими лучами сверхвысоких энергий. Название явления восходит к Бруно Росси [9] и Пьеру Оже [10], открывшим его в 30-х годах 20-го века, и объясняется характерными геометрическими масштабами каскадов: вертикальные ШАЛ могут достигать десятков километров в длину и нескольких километров в ширину, размеры наклонных ливней ещё больше. Временные масштабы явления соответствуют продольным размерам: самые энергичные частицы ливня движутся практически со скоростью света в вакууме, поэтому от момента первого взаимодействия до момента прихода частиц на уровень наблюдения проходит $\sim 10 \text{ км}/c = 33 \text{ мкс}$.

За восемьдесят лет, прошедших со времени открытия ШАЛ, были изучены многие свойства явления, его связи с другими физическими явлениями на Земле, в её атмосфере и магнитосфере. В частности, был осознан тот важный факт, что при энергиях первичных частиц выше 1 ПэВ регистрация ШАЛ представляет собой единственную реальную возможность изучения первичных космических лучей. В этом случае широкие ливни выступают уже как инструмент исследования, а земная атмосфера является гигантским детектором-калориметром, который должен быть дополнен расположенным на уровне наблюдения набором сенсоров (детекторов заряженных частиц и/или оптических детекторов), оптимальным с точки зрения поставленной перед экспериментом задачей.

Спектр экспериментальных задач, решаемых методом ШАЛ, достаточно широк — от классических задач по изучению энергетического спектра всех ядер (включая протоны), массового состава и углового распределения первичных частиц до поиска ливней от распадов экзотических частиц. В любом случае детекторы на уровне наблюдения должны собрать достаточно информации о ливне, чтобы оценить основные его параметры: энергию и направление первичной частицы. В качестве необходимых вспомогательных параметров определяются также координаты оси ливня на уровне наблюдения. Часто ставится также задача оценить тип первичной частицы (в частности, массу первичного ядра) или выделить события от первичных частиц какого-либо одного типа, например, γ -квантов или нейтрино. Однако, такие задачи требуют специальных, часто очень дорогих детекторов, поскольку необходимый для решения таких задач объём собираемой детекторами информации гораздо больше, чем для оценки энергии и направления первичных частиц.

Для лучшего понимания возможностей метода ШАЛ рассмотрим основные черты ШАЛ как явления.

3.1 Феноменология ШАЛ

Широкий атмосферный ливень представляет собой ядерно-электромагнитный каскад в атмосфере. Основу его составляет ядерный каскад, начинающийся с ядерного взаимодействия первичной частицы (например, протона) с ядром атома воздуха. При этом примерно половина первичной энергии остается у лидирующего протона (его можно представлять как первичный протон, потерявший часть энергии), остальная энергия уходит на рождение новых, вторичных частиц и (небольшая часть) на развал ядра воздуха. Большинство вновь рождённых частиц — легкие мезоны (пионы и каоны), формирующие электронно-фотонный и мюонный компоненты ШАЛ.

Состав вторичных частиц (рис. 3.1):

- адроны (включая лидера и осколки ядер);
- мюоны и нейтрино;
- гамма-кванты, электроны и позитроны (электронно-фотонный компо-

нент).

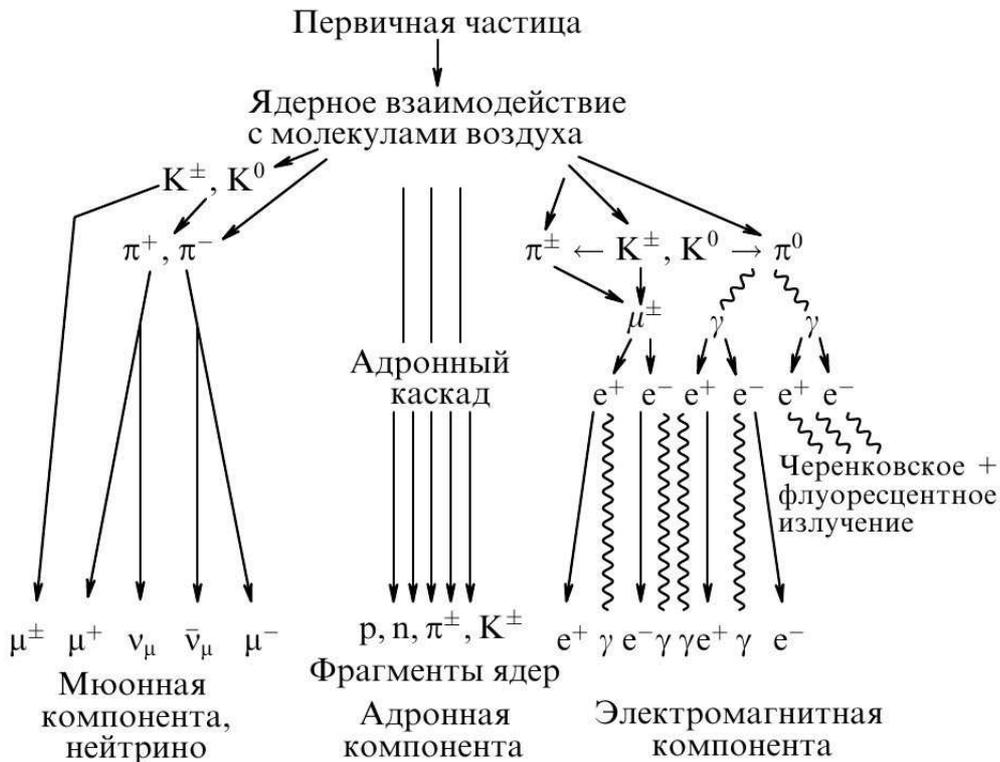


Схема развития ядерно-каскадного процесса в атмосфере.

Рис. 3.1: Компоненты ШАЛ. Кроме трёх групп вторичных частиц показаны еще две производные компоненты: черенковское и флуоресцентное излучения.

Можно говорить о существовании в рамках ШАЛ трёх каскадов — нуклонного, пионного и электронно-фотонного. Первый подпитывает второй в каждом акте нуклонного взаимодействия, поскольку образуются вторичные пионы. Второй образован высокоэнергичными пионами, которые не успевают распасться до ядерного взаимодействия с ядрами воздуха (пионный пробег ~ 100 г/см²) и рождают новые пионы, в том числе нейтральные, распад которых приводит к подпитке третьего каскада. В развитом ливне около 90% заряженных частиц составляют электроны и позитроны, менее 10% — мюоны, остальные — адроны. В электронно-фотонных каскадах адроны образуются редко в силу малости фотоядерного сечения взаимодействия. Это обстоятельство позволяет считать безмюонные ШАЛ (или ШАЛ с малым числом мюонов) ливнями от пер-

вичных гамма-квантов.

3.1.1 Характеристики ШАЛ

Характеристики ШАЛ можно разделить на *первичные, вторичные* и *макрохарактеристики*. К первичным относятся: энергия E_0 , тип (массовое число A , зарядовое число Z) и направление $\vec{\theta}$ первичной частицы. Вторичные — характеристики различных вторичных частиц (распределения по энергии, углам, пространству и времени) и производных (третичных) компонентов: черенковского, флуоресцентного света и радиоизлучения ШАЛ. Макрохарактеристики — характеристики ливня как целого, не совпадающие с первичными (полное число заряженных частиц $N_{charged}$, электронный размер N_e , мюонный размер N_μ , адронный размер N_h , черенковский размер N_{Ch} , возраст s , прицельный параметр R или расстояние от оси до некоторого локального детектора, положение максимума X_{max} и т.п.), также относятся ко вторичным, но, как правило, непосредственно не измеряются.

Вторичные параметры в той или иной степени зависят от первичных. Первичные параметры вычисляются на основании этих зависимостей по измерениям вторичных.

Вторичные параметры можно разделить на *абсолютные параметры* и *параметры формы*. Абсолютные параметры, в частности, размеры N_e , N_μ , N_h , N_{Ch} на данном уровне наблюдения ведут себя примерно как E_0^α , где $\alpha \approx 1$; параметры формы, например, моменты распределений, обычно зависят от E_0 логарифмически.

Характеристики вторичных частиц можно также разделить на продольные и поперечные.

Продольные характеристики определяются

- ядерным каскадом, основные параметры которого сечение взаимодействия, коэффициент неупругости, множественность вторичных, спектр генерации (распределение вторичных частиц по энергии), масштаб — пробег до ядерного взаимодействия (~ 80 г/см²);
- электронно-фотонным каскадом, основные параметры: радиационная единица X_0 , критическая энергия ϵ (81 МэВ для воздуха), масштаб — радиационная единица (~ 37 г/см² или ~ 300 м на уровне моря).

На рис.3.2,3.3 изображены так называемые каскадные кривые — полные числа частиц в зависимости от глубины в атмосфере.

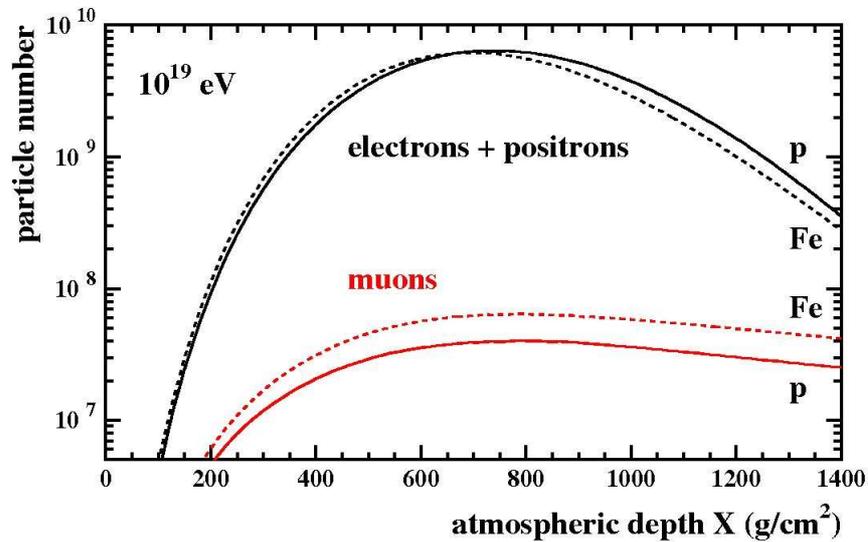


Рис. 3.2: Средние каскадные кривые для электронов и мюонов от первичных протонов и ядер железа с энергией 10^{19} ЭэВ

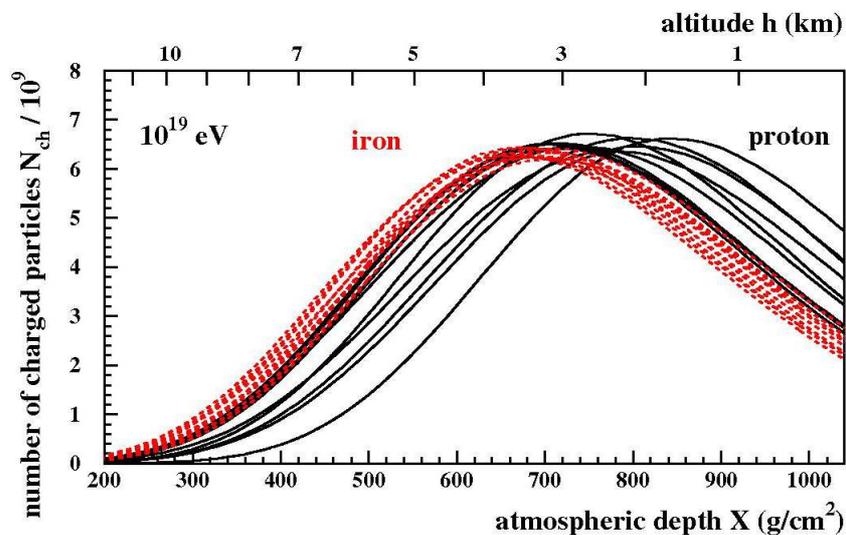


Рис. 3.3: Индивидуальные каскадные кривые для электронов от первичных протонов и ядер железа с энергией 10^{19} ЭэВ

Как можно видеть на рис.3.2, при той же первичной энергии ШАЛ от более массивного ядра развивается в среднем быстрее, поскольку сечение ядерного взаимодействия у такого ядра больше, а энергия на один

нуклон первичной частицы меньше. Число мюонов в ливнях от тяжёлых ядер больше, чем в ливнях от лёгких, т.к. средняя энергия вторичных мезонов в них меньше, и они с большей вероятностью распадаются на мюоны.

Не надо забывать, что каскад частиц представляет собой случайный процесс, близкий к марковскому, и каждый отдельный ШАЛ есть его конкретная реализация. Показанные на рис.3.3 индивидуальные каскадные кривые могут заметно отличаться как друг от друга, так и от средних кривых, как по форме, так и по нормировке. С некоторой вероятностью индивидуальная кривая от протона может быть близка к индивидуальной кривой от ядра железа.

Поскольку ШАЛ с точки зрения полного числа заряженных частиц можно рассматривать как электронно-фотонный каскад с подпиткой от ядерного каскада, поперечный масштаб ливня определяется многократным рассеянием электронов:

$r_{rms} \sim X_0 \cdot E_s / \epsilon \equiv r_1$ — мольеровская единица, составляющая ~ 80 м в воздухе, $E_s = 21$ МэВ.

Электромагнитная каскадная теория дает следующую модель поперечного распределения (ПР) электронов/позитронов:

$r(r/r_1) = C(s)(r/r_1)^{s-2}(1 + r/r_1)^{s-4,5}$ — аппроксимация Нишимуры-Каматы-Грейзена (НКГ), где s — параметр возраста ливня. Аппроксимация НКГ применяется для описания ПР заряженных частиц ШАЛ несмотря на то, что ШАЛ не является чистым электронно-фотонным каскадом.

На рис.3.4 показаны поперечные характеристики электромагнитной компоненты ШАЛ. Легко видеть, что самый многочисленный компонент — γ -кванты, а число мюонов на расстояниях более 1 км от оси близко к числу электронов, что связано с долгой жизнью и, следовательно, накоплением и поперечным разлётом энергичных мюонов. На рис. 3.5 приведена «фотография» траекторий различных компонентов ливня от протона.

На рис.3.6 приводится моментальный снимок ливневого облака частиц сбоку, хорошо виден поперечный размер и толщина облака, различная для разных частиц. Особенно сильно отстают от фронта быстрых частиц (электронов/позитронов) медленные адроны — нейтроны и фрагменты

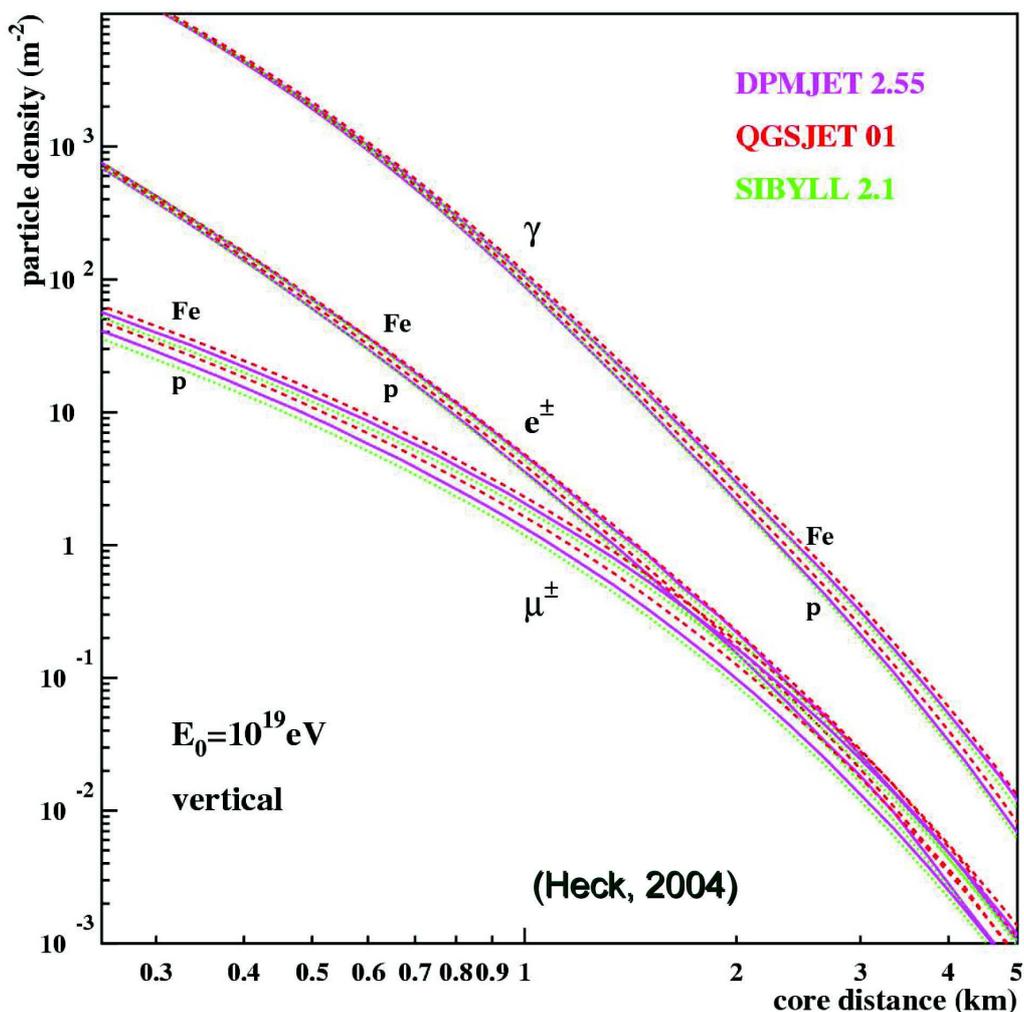


Рис. 3.4: Средние поперечные распределения γ -квантов, электронов и мюонов в ШАЛ от первичных протонов и ядер железа с энергией 10^{19} ЭэВ, рассчитанные по различным моделям ядерного взаимодействия

ядер воздуха.

Черенковские фотоны, генерируемые быстрыми заряженными частицами (преимущественно электронами и мюонами) в видимом диапазоне и ближнем ультрафиолете (300-600 нм) превосходят их по количеству примерно на четыре порядка (рис.3.7), что делает черенковский свет мощным инструментом для регистрации ШАЛ и восстановления его параметров.

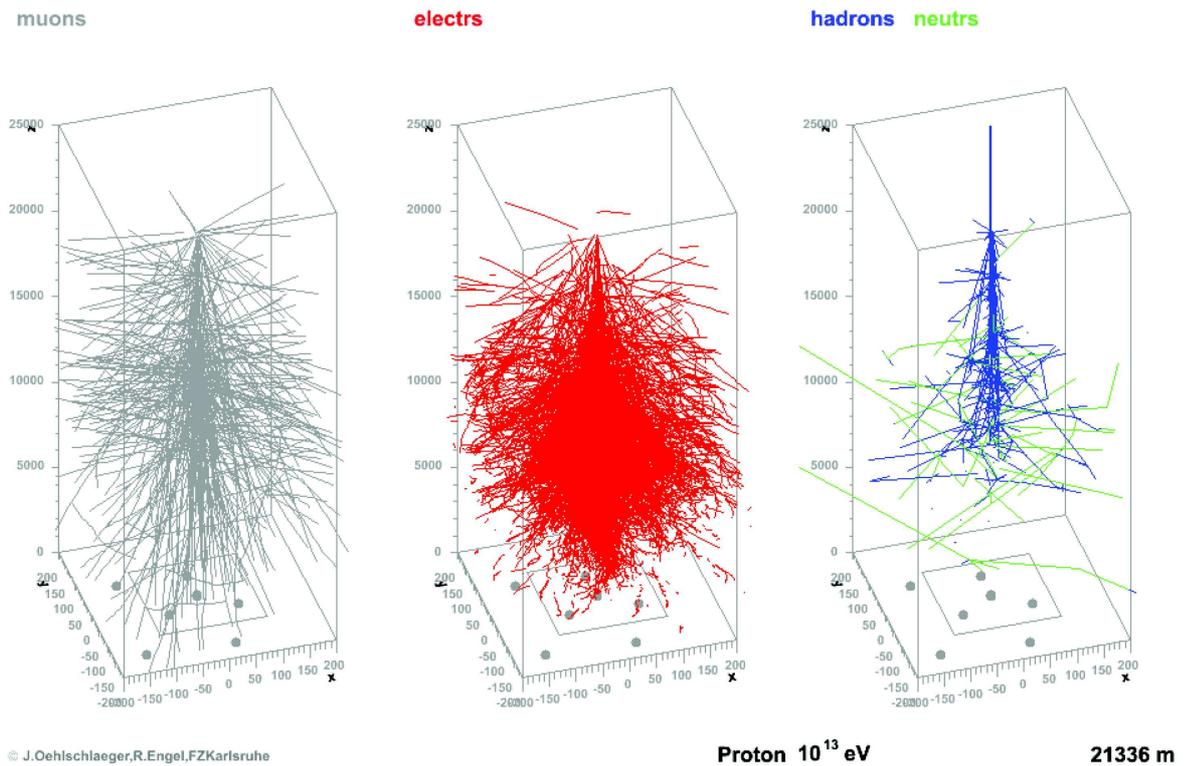


Рис. 3.5: Траектории мюонного, электронного и адронного компонентов ШАЛ в ливне от первичного протона. Зелёным цветом на правой панели показаны нейтроны, имеющие очень широкое угловое распределение, в частности, летящие назад (альбе-до)

3.1.2 Методы исследования ШАЛ

Метод ШАЛ обладает хорошо развитым набором инструментов, включая детекторы и алгоритмы их использования. По типу используемого для регистрации событий компонента ливня можно выделить следующие методы изучения ШАЛ (рис.3.8):

1. методы, использующие детекторы частиц (газоразрядные и пропорциональные счетчики, сцинтилляторы, трековые, водные черенковские детекторы и т.п.);
2. оптические черенковские методы: для ШАЛ от ядер, для γ -астрономии;
3. оптические флуоресцентные методы;
4. детектирование радиоизлучения ШАЛ;
5. комплексные методы: используется одновременно много типов детек-

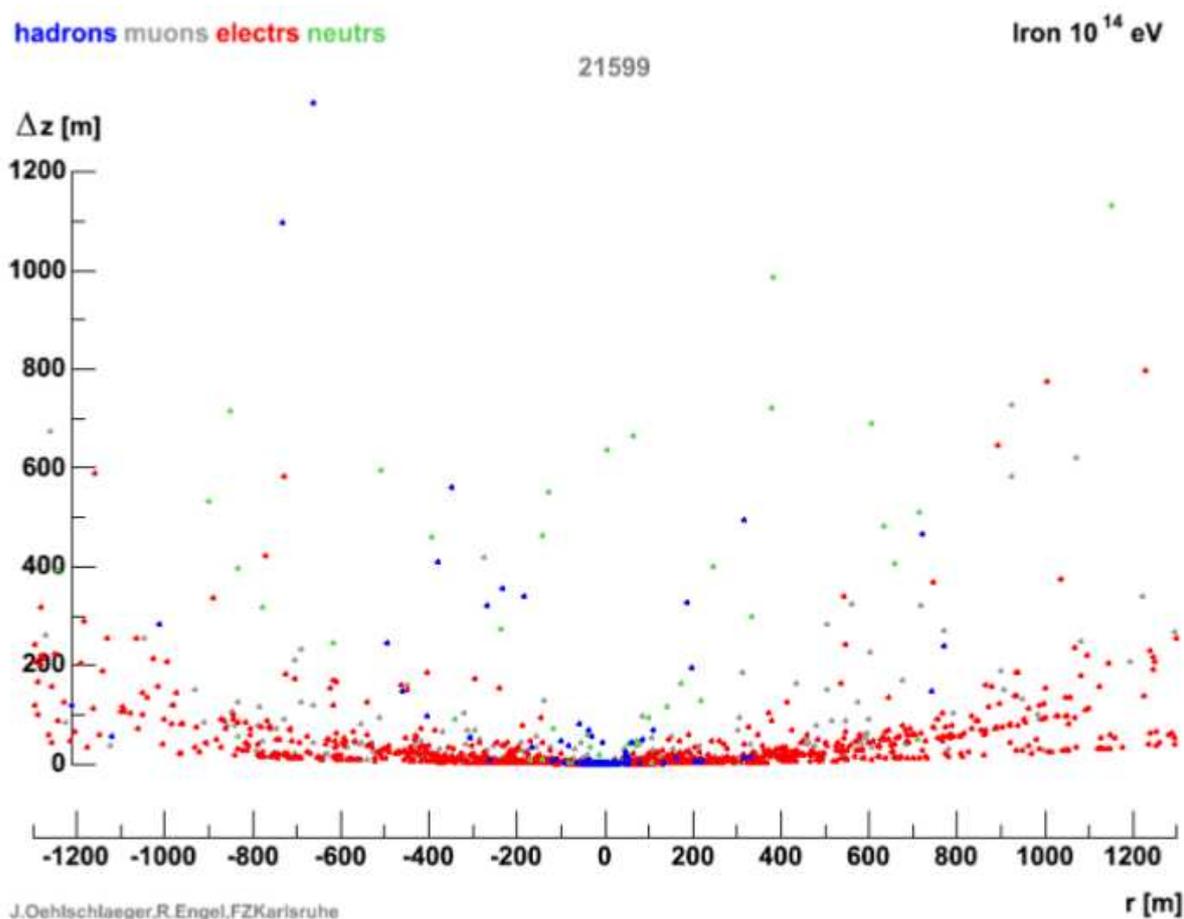


Рис. 3.6: ШАЛ, моментальный вид сбоку, результат моделирования с помощью пакета CORSIKA [11]

торов, чувствительных к разным компонентам ливня.

Электронный компонент регистрируется набором счётчиков (Гейгера-Мюллера, сцинтилляторов, водных черенковских детекторов), размещённых на большой площади. Это дает возможность оценивать электронный размер ливня измерять пространственное (поперечное) распределение заряженных частиц, вычислять положение оси ливня и оценивать макропараметры N_e ($N_{charged}$) и s с помощью НКГ-аппроксимации.

Для определения направления ШАЛ часть детекторов должны быть быстрыми (например, пластиковые сцинтилляторы), направление — зенитный и азимутальный углы — вычисляются по разностям времен прихода фронта заряженных частиц в такие детекторы. На рис.3.9 показана идея процедуры определения направления: измеряются относительные

Ncharged - CL Nphot comparison, 1PeV proton shower

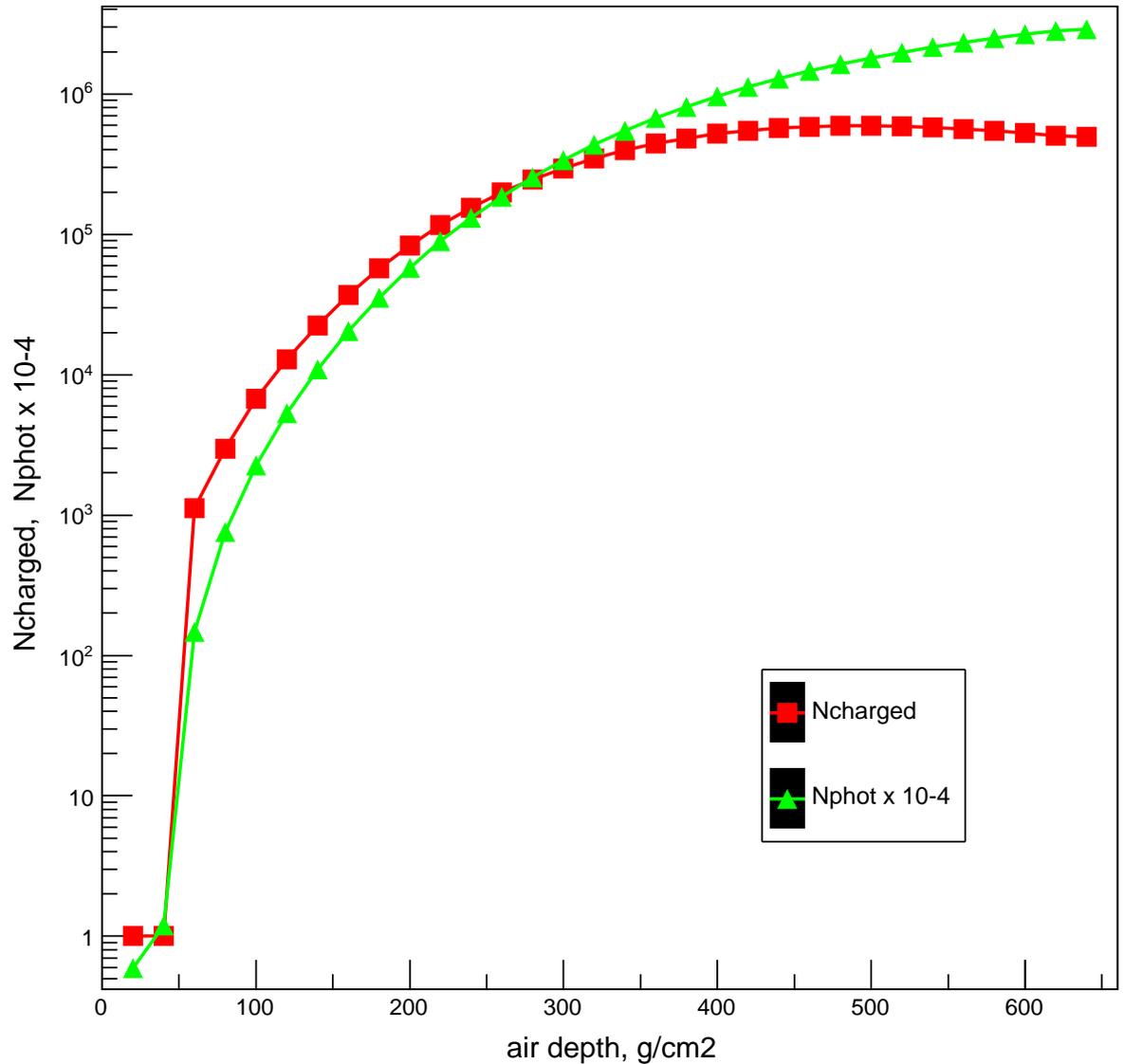


Рис. 3.7: Сопоставление зависимостей числа заряженных частиц и числа черенковских фотонов от глубины в атмосфере для вертикального ливня от протона с энергией 1 ПэВ

задержки прихода ливневого фронта (первых наиболее энергичных частиц) в нескольких далеко разнесенных быстрых детекторах; эти данные аппроксимируются плоскостью (иногда сферической, конической или бо-

лее сложной поверхностью), а направление оси и, следовательно, первичной частицы считается нормальным к этой плоскости (поверхности).

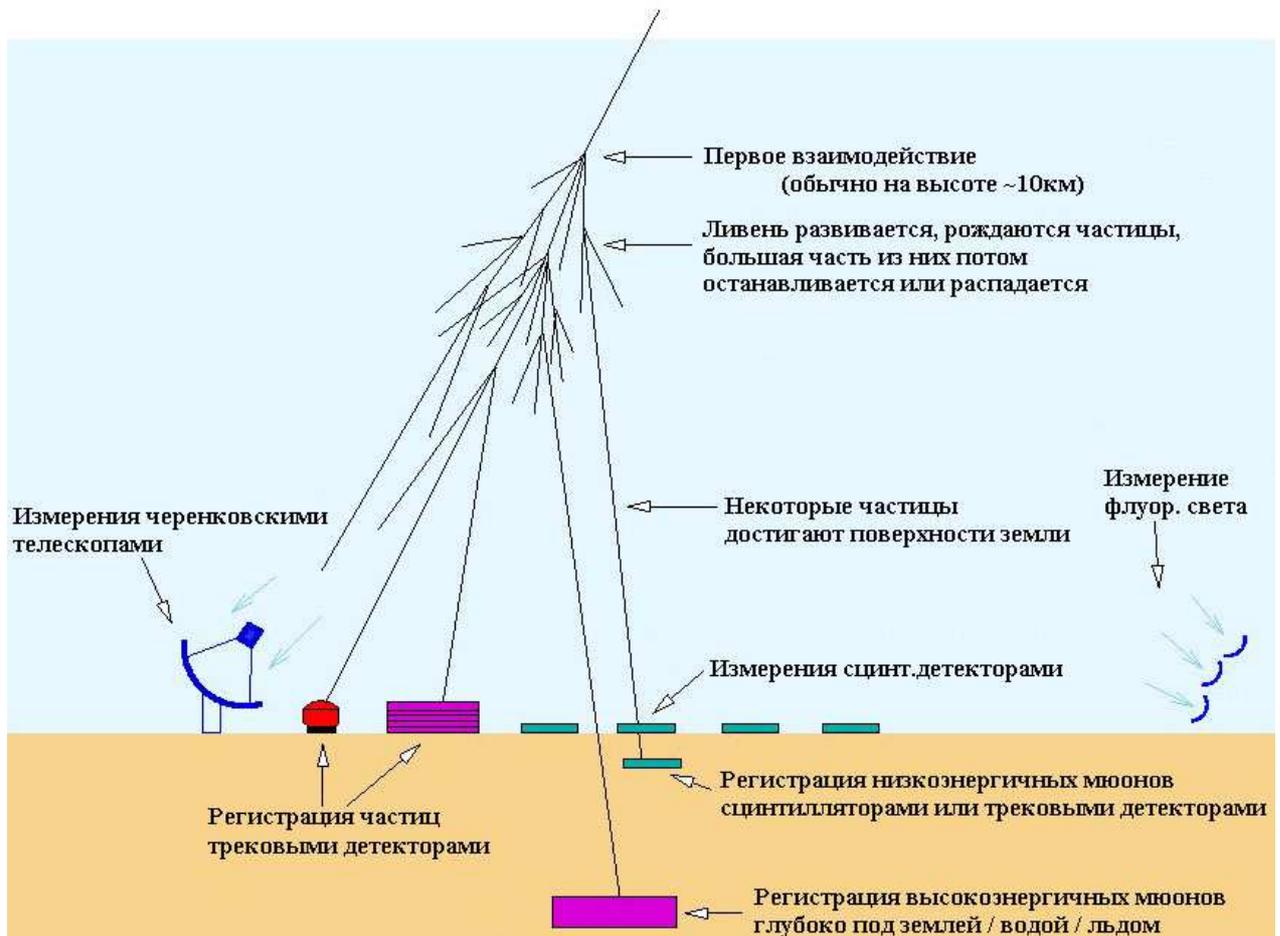


Рис. 3.8: Методы исследования ШАЛ

Для определения мюонных характеристик ШАЛ используют набор детекторов большой площади под слоем поглотителя для отсекаания электронов. Аппроксимация поперечного распределения мюонов модельными функциями позволяет оценить мюонный размер N_μ .

Электронный размер ШАЛ N_e и параметр возраста s позволяют оценить первичную энергию E_0 на основании модельных расчётов. По отношению N_μ/N_e часто оценивают глубину максимума X_{max} электронной каскадной кривой, затем по расчётному соотношению $X_{max} = X_{max}(E_0, A)$ оценивают массу первичной частицы A . Однако, это соотношение не является детерминированным (X_{max} — случайная величина), оно также

зависит от модели адронного взаимодействия.

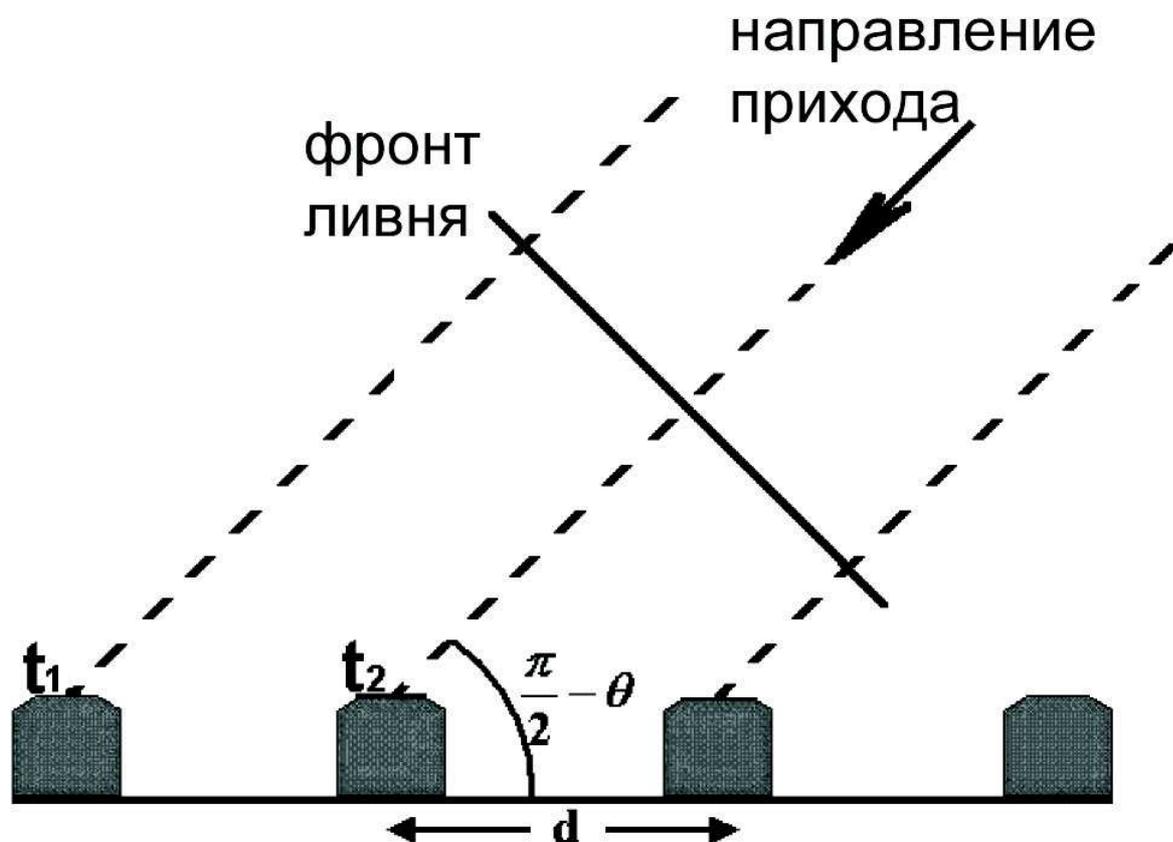


Рис. 3.9: Оценка направления ШАЛ

Для изучения адронов требуется калориметр — детектор общей толщиной в несколько адронных $\lambda_{ВЗ}$ с хорошим пространственным разрешением — слоёный пирог из поглотителя и координатных сенсоров различного типа. Адронные калориметры могут в деталях изучать распределение энергии в стволах ШАЛ, что важно для уточнения модели ядерного взаимодействия.

Частным случаем калориметра является рентгеноэмульсионная камера (РЭК) — калориметр с фотографическим съёмом информации.

Заряженные частицы генерируют в воздухе черенковские фотоны, причём свет излучается практически по направлению движения частицы, фотонов на 4-5 порядков больше, чем частиц, а их пробег до рассеяния может составлять многие километры. Следовательно, черенковский свет (ЧС) — уникальный инструмент для детального изучения ШАЛ

(низкий порог регистрации, коррелированность с частицами).

При $E_0 < 10^{15}$ эВ заряженные частицы почти не доходят до уровня моря, такие ливни на поверхности Земли можно регистрировать только по ЧС. Эта возможность используется γ -астрономией высоких и очень высоких энергий (50 ГэВ – 10 ТэВ), поскольку поток таких γ -квантов мал для изучения на спутниках. Единственный недостаток черенковских методов — возможность работать только ясными безлунными ночами, что составляет $\sim 10\%$ календарного времени.

Черенковская γ -астрономия использует уникальные свойства ЧС ШАЛ для выделения слабого сигнала на преобладающем (в $10^3 - 10^4$ раз!) фоне ливней от космических ядер: отбор γ -событий основан на различиях в угловом распределении ЧС в ливнях от первичных ядер и γ -квантов.

Для первичных ядер черенковские измерения при $E_0 < 10^{15}$ эВ не считаются актуальными, поскольку возможны измерения на спутниках и баллонах, однако, регистрация ШАЛ по ЧС при таких первичных энергиях может пригодиться для калибровки косвенных (наземных) измерений по данным прямых (спутниковых и баллонных) измерений.

Наиболее многочисленный черенковский компонент ШАЛ позволяет определять первичные параметры ливня (E_0 , $\vec{\theta}$, A) намного лучше, чем заряженные частицы: ЧС приходит в детекторы со всех стадий развития ливня, а детекторы частиц дают информацию только о состоянии заряженных компонент на уровне наблюдения. Исключение составляют высокоэнергичные мюоны: они приходят на уровень наблюдения с разных высот. Но их гораздо меньше, чем черенковских фотонов, и они сильнее флуктуируют.

Обилие черенковских фотонов позволяет изучать их дифференциальные характеристики — распределения по уровню наблюдения (ПР), углам (УР) и времени прихода (пространственно-временное распределение, ПВР), пространственно-угловое распределение (ПУР). Все они связаны с первичными параметрами ШАЛ. Плотность ПР ЧС на расстояниях 150-200 м от оси сильно коррелирует с E_0 . Например, Q(175м) используется как мера E_0 в эксперименте Тунка. Полуширина (полная ширина на половине высоты) импульса (т.е. ПВР) ЧС и крутизна ПР ЧС традиционно используются как меры X_{max} для дальнейшей оценки первичного массового состава. Для оценки A может быть использовано и ПУР ЧС.

Современная черенковская γ -астрономия очень высоких энергий (50 ГэВ – 10 ТэВ) основывается на форме углового распределения ЧС (рис.3.10). Пятна черенковского света от первичных γ -квантов в поле зрения телескопа оказываются более компактными, чем пятна от первичных ядер, и ориентированными длинными осями в направлении на точечный источник, угловые координаты которого известны, как правило, из данных традиционных оптических или рентгеновских наблюдений.

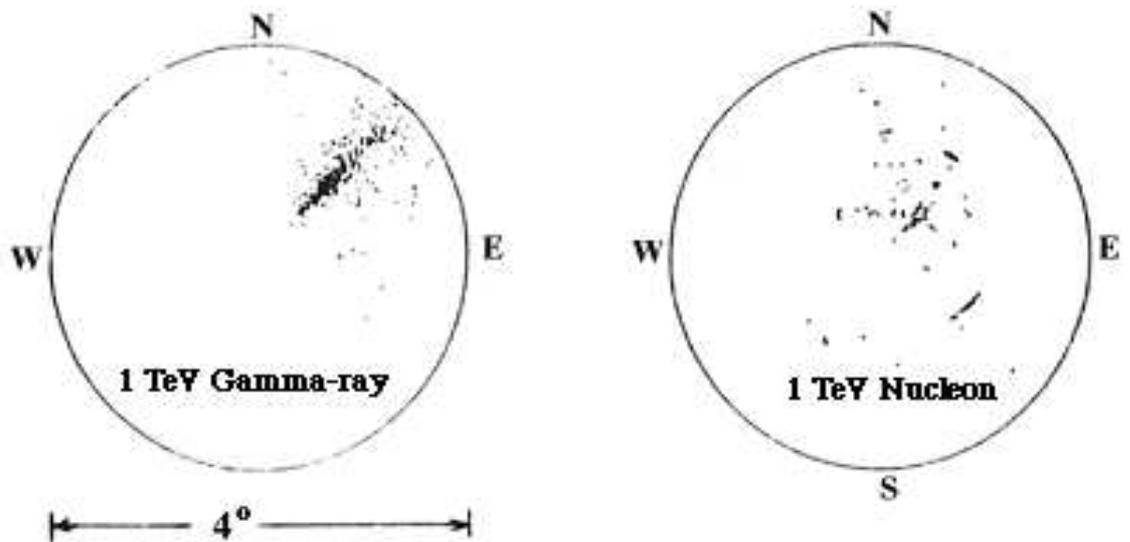


Рис. 3.10: Характерные образы ливней от γ -кванта и протона в поле зрения углового черенковского телескопа

Заряженные частицы ливня возбуждают молекулы атмосферы, которые затем высвечивают флуоресцентные фотоны. Излучение изотропно и по мощности в несколько раз уступает черенковскому. Флуоресценция ШАЛ с $E_0 > 10^{17}$ эВ позволяет увидеть развитие ливня в атмосфере сбоку с расстояния в несколько километров. Во всех наземных (рис.3.11) флуоресцентных установках применяются также поверхностные детекторы частиц: водные черенковские (AUGER) или сцинтилляторы. Детекторы флуоресцентного света могут быть размещены на земной орбите и осматривать атмосферу сверху (рис.3.12).

ШАЛ — система движущихся зарядов, она обязана излучать в различных диапазонах длин волн, в том числе в радиодиапазоне. Оказалось, что в ливне есть некоторый избыток отрицательных зарядов (за счет

аннигиляции каскадных позитронов), что приводит к генерации радиоволн через механизм избытка. С другой стороны, заряженные частицы ливня разделяются геомагнитным полем, что приводит к образованию поперечного тока и дипольного момента, в результате работает также геомагнитный механизм.

Для детектирования радиоизлучения (РА) ШАЛ имеется огромное число помех природного и антропогенного происхождения, но существует частотное окно 10-100 МГц, где помехи небольшие. РА ШАЛ в этом диапазоне частично когерентно, реальная картина полей сложна для регистрации и моделирования, но аппаратура сравнительно проста, работать можно при любой погоде круглосуточно.

РА ШАЛ пока сильно уступает в информативности оптическим методам, но уже доказано, что поперечный масштаб электрического поля сильно коррелирует с X_{max} .

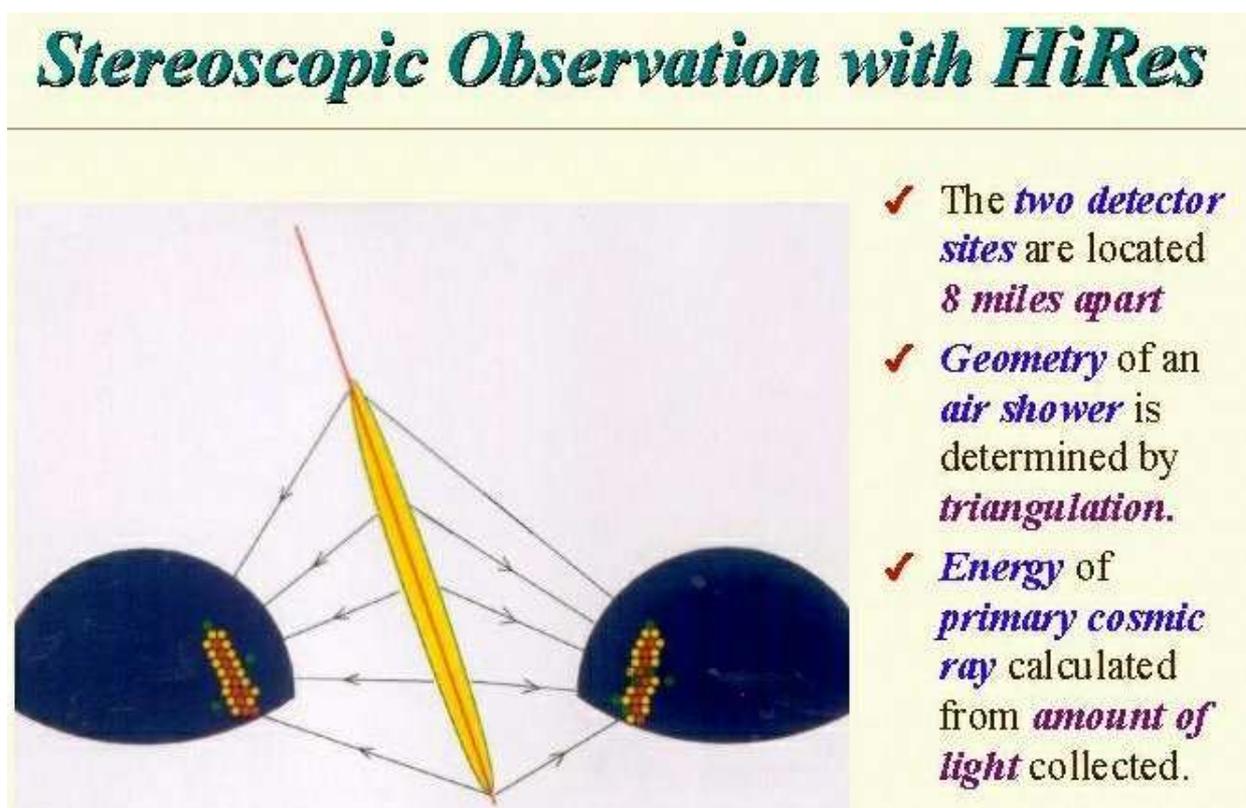


Рис. 3.11: Наземная схема регистрации ШАЛ по флуоресцентному свету: HIRES

Почти все установки, регистрирующие ШАЛ, используют детекто-

ры нескольких типов. Это позволяет определять первичные параметры разными способами и сравнивать результаты. Более тонкие параметры обычно требуют измерений разных компонент. Например, определение массового числа A требует измерений N_e и N_μ или измерения разных характеристик ЧС ШАЛ (крутизны ПР ЧС и полуширины импульса).

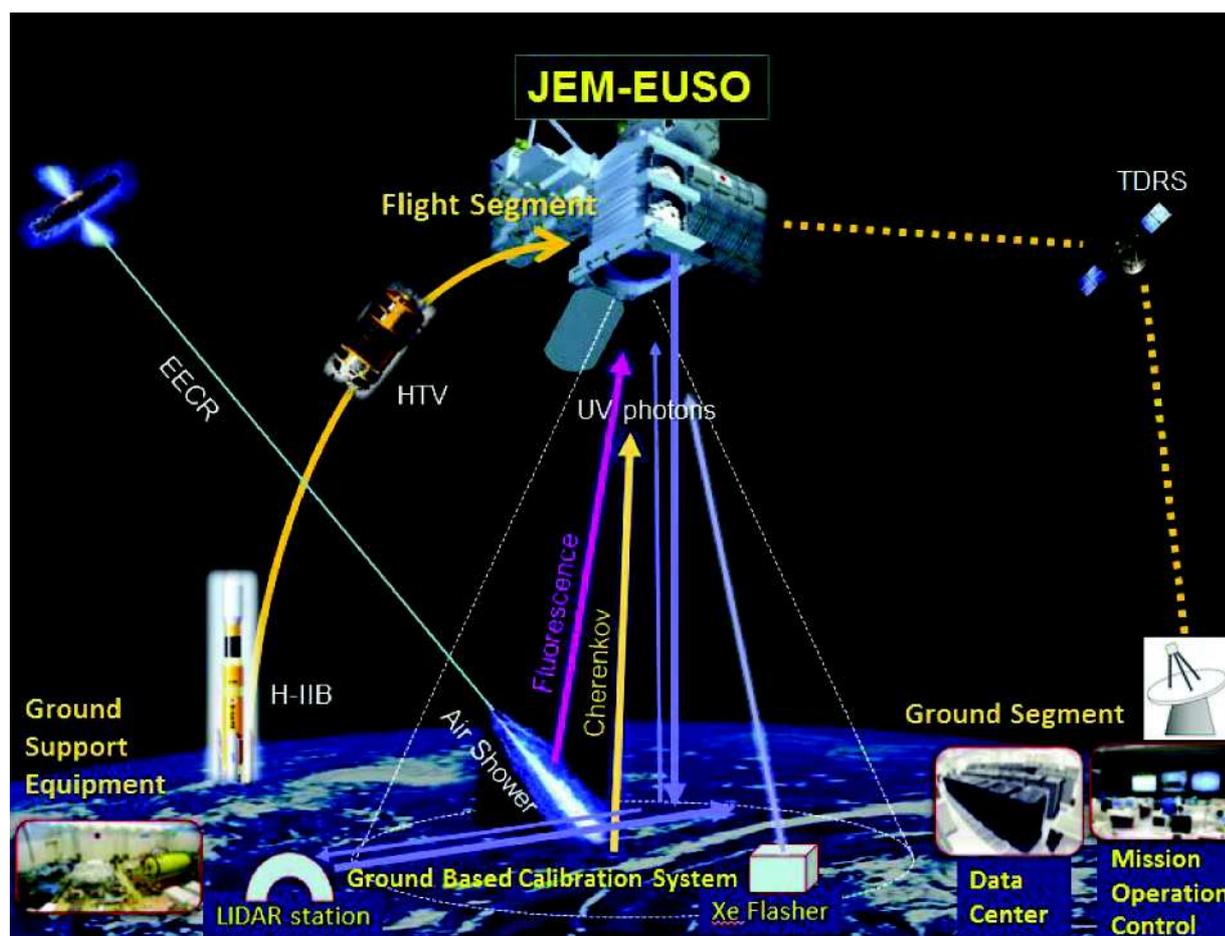


Рис. 3.12: Орбитальная схема регистрации ШАЛ по флуоресцентному свету: JEM-EUSO

Примеры:

KASKADE-GRANDE: электронные и мюонные детекторы + адронный калориметр + радиоантенны;

AUGER: флуоресцентные детекторы + водные черенковские детекторы частиц;

ТУНКА: оптические детекторы, водный черенковский, радиоантенны.

Расположение установок для регистрации ШАЛ высоко в горах (3-4 км над уровнем моря) могут дать им определенные преимущества перед установками на уровне моря.

В частности, если разместить такую установку в горах Памира (горная пустыня, высота ~ 4 км), то можно ожидать следующих выгод [12]:

1. Даже ШАЛ небольших энергий (~ 1 ПэВ) на высотах ~ 4 км дают достаточные для регистрации плотности частиц.
2. Прекрасные условия для оптических наблюдений.
3. Угловое распределение ЧС ШАЛ позволит разделить ливни от средних и тяжёлых ядер с энергиями 1-10 ПэВ, поскольку детекторы оказываются ближе к излучающей системе (с уровня моря такие ливни выглядят почти одинаковыми).

3.2 Программный комплекс CORSIKA

По мере увеличения сложности экспериментальных задач и структуры установок все серьёзнее становится проблема математического моделирования как самого процесса каскадного размножения частиц в атмосфере, так и реакции детекторов установок на различные типы вторичного излучения. Результаты моделирования используются для планирования эксперимента и интерпретации его результатов. Трудно сказать, кто первый осознал необходимость такого численного эксперимента, однако, сегодня он считается неотъемлемой частью эксперимента реального. Достаточно детальные расчеты проводились уже сорок лет назад, когда возможности цифровых вычислительных машин позволили проводить статистическое моделирование ШАЛ.

Разнообразие программных средств для моделирования ШАЛ методом Монте-Карло велико: частично это пакеты, разработанные отдельными группами физиков-космиков, частично — коды, воспринятые от ускорительных коллабораций. До 90-х годов прошлого, однако, не существовало общепринятого и общедоступного программного комплекса, изначально ориентированного на разнообразные нужды экспериментаторов-исследователей ШАЛ, который, к тому же, включал бы в себя последние достижения в области моделей взаимодействия ядро-ядро и был бы

сделан на достаточно высоком программистском уровне. Первым кодом, способным серьезно претендовать на это место, несомненно, стал CORSIKA [11].

CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscade) — монте-карловская программа для изучения эволюции и свойств широких атмосферных ливней. Она была разработана для моделирования эксперимента KASCADE в Карлсруэ (Германия), изначально нацеленного на измерение элементного состава первичного космического излучения в энергетическом диапазоне $3 \cdot 10^{14} - 5 \cdot 10^{16}$ эВ.

Программа позволяет моделировать взаимодействия и распады ядер и других адронов, мюонов, электронов и фотонов в атмосфере до энергий порядка 10^{20} эВ. Она помнит тип, энергию, положение, направление и время прихода всех вторичных частиц, рожденных в воздушном ливне и пересекающих определённый уровень наблюдения.

CORSIKA представляет собой законченный набор подпрограмм на ФОРТРАНе. Она почти полностью доступна в исходных текстах, не нуждается в дополнительных библиотеках программ для моделирования атмосферных ливней и, следовательно, может работать на любом компьютере, имеющем компилятор ФОРТРАН и достаточно оперативной и дисковой памяти.

Возможно также прямое моделирование черенковского света в воздухе, прослеживание электронных и мюонных нейтрино и антинейтрино, а также рассмотрение почти горизонтальных ливней. Для сокращения времени моделирования ливней ультравысоких энергий (свыше 10^{16} эВ) можно использовать вариант программы, осуществляющий моделирование с весами, в котором прямо прослеживается только часть вторичных частиц. Имеется также версия программы, предназначенная специально для тестирования моделей адронных взаимодействий.

Группа разработчиков пакета CORSIKA создала набор подпрограмм общего назначения, лишь немного изменила упомянутые выше программы других авторов, разработала необходимые интерфейсы между ними и довольно удобный интерфейс пользователя. Группа также постоянно занимается поддержкой пакета: поиском и исключением ошибок, модернизацией моделей и адаптацией новых пакетов, распространением пакета в мировом сообществе космиков, общением с пользователями. Она также

несёт ответственность за ещё не обнаруженные ошибки, поэтому разработчики призывают пользователей не передавать пакет новым пользователям и, вместо этого, адресовать их непосредственно к первоисточнику.

Вместе с тем необходимо отметить, что в пакете CORSIKA недостаточно развиты средства для описания детекторов, а средства обработки результатов отсутствуют как таковые. Последние, правда, могут легко быть заимствованы из библиотеки CERN. Для детального моделирования результатов измерений процессы регистрации компонентов ШАЛ детекторами могут быть воспроизведены с помощью GEANT4.

Весь материал описанных ниже задач был получен путем прямого статистического моделирования по CORSIKA6990 с моделью ядерного взаимодействия QGSJET01. Установка и эксплуатация CORSIKA требует значительных компьютерных ресурсов и наличия у пользователя опыта работы с большими программными комплексами. При создании задач я не рассчитывал ни на ресурсы, ни на опыт, поэтому студентам доступны только заранее отобранные данные искусственных событий ШАЛ.

3.3 Постановка задачи оценки первичной энергии

Уже в самых первых экспериментах по регистрации ШАЛ по заряженным частицам [13, 14] и черенковскому свету [15] делались оценки первичной энергии по показаниям детекторов. В принципе, для таких оценок годятся измерения любых характеристик компонентов ШАЛ, зависящих от первичной энергии.

Основная проблема при выборе измеряемой характеристики для оценки E_0 заключается в том, что практически все они одновременно зависят от E_0 , массы первичного ядра A , зенитного угла θ и модели ядерного взаимодействия, но зависят по-разному. Поэтому имеет смысл использовать те характеристики, которые сильнее всего коррелируют с E_0 и слабее всего с первичной массой и моделью взаимодействия. Зависимость большинства характеристик от зенитного угла для ШАЛ с $\theta < 60^\circ$ обычно можно описать простыми аппроксимациями или интерполяцией таблицы результатов детального моделирования.

Исторически в качестве меры E_0 на установках с детекторами заря-

женных частиц утвердилось полное число заряженных частиц на уровне наблюдения $N_{charged}$, а на черенковских установках — полное число Q_{tot} черенковских фотонов на уровне наблюдения. Ни та, ни другая величина непосредственно не измеряется в силу разреженности сетки детекторов: суммарная площадь детекторов обычно составляет доли процента от площади установки. В итоге $N_{charged}$ и Q_{tot} являются результатом более или менее сложной обработки амплитудной (или интегральной) информации многих детекторов, а ошибки $N_{charged}$ и Q_{tot} зависят от ошибок отдельных измерений и метода восстановления поперечного распределения заряженных частиц и черенковского света. Одновременно с оценкой $N_{charged}$ и Q_{tot} решаются проблемы нахождения оси ливня и направления его прихода.

В изложенных ниже задачах студентам предлагаются облегчённые варианты реальных ситуаций: анализируются только вертикальные ливни, и поиск направления исключается.

3.4 Оценка первичной энергии по данным детекторов заряженных частиц

Из анализа средних каскадных кривых (рис.3.13) ясно, что даже в среднем случае связь $N_{charged}$ с E_0 не может быть линейной: обычно уровень наблюдения расположен за максимумом средней каскадной кривой, и с ростом E_0 величина $N_{charged}$ растёт быстрее, чем E_0 . Это должно приводить к аппроксимации $N_{charged} \sim E_0^\alpha$, где $\alpha > 1$.

Для получения расчётной зависимости среднего $N_{charged}$ от E_0 для фиксированных первичного ядра, зенитного угла и уровня наблюдения и выбранной модели взаимодействия достаточно разыграть несколько выборок ШАЛ, различающихся первичными энергиями, и аппроксимировать зависимость средних чисел электронов $\overline{N_{charged}}$ от E_0 . В расчёте $N_{charged}$ для каждого ливня выдаётся в стандартном протоколе CORSIKA. Для разных типов ядер и моделей взаимодействия зависимости $\overline{N_{charged}}(E_0)$ будут разными.

Чтобы воспользоваться полученной зависимостью для оценки E_0 при обработке экспериментальных данных, необходимо оценить $N_{charged}$ для

каждого зарегистрированного события по данным сработавших детекторов заряженных частиц. Для этого показания этих детекторов N_i^{exp} аппроксимируются некоторой пробной функцией поперечного распределения (ФПР) заряженных частиц, например, НКГ-аппроксимацией. Чтобы процедура аппроксимации была успешной, одновременно с настройкой параметров пробной функции варьируются координаты оси ливня.

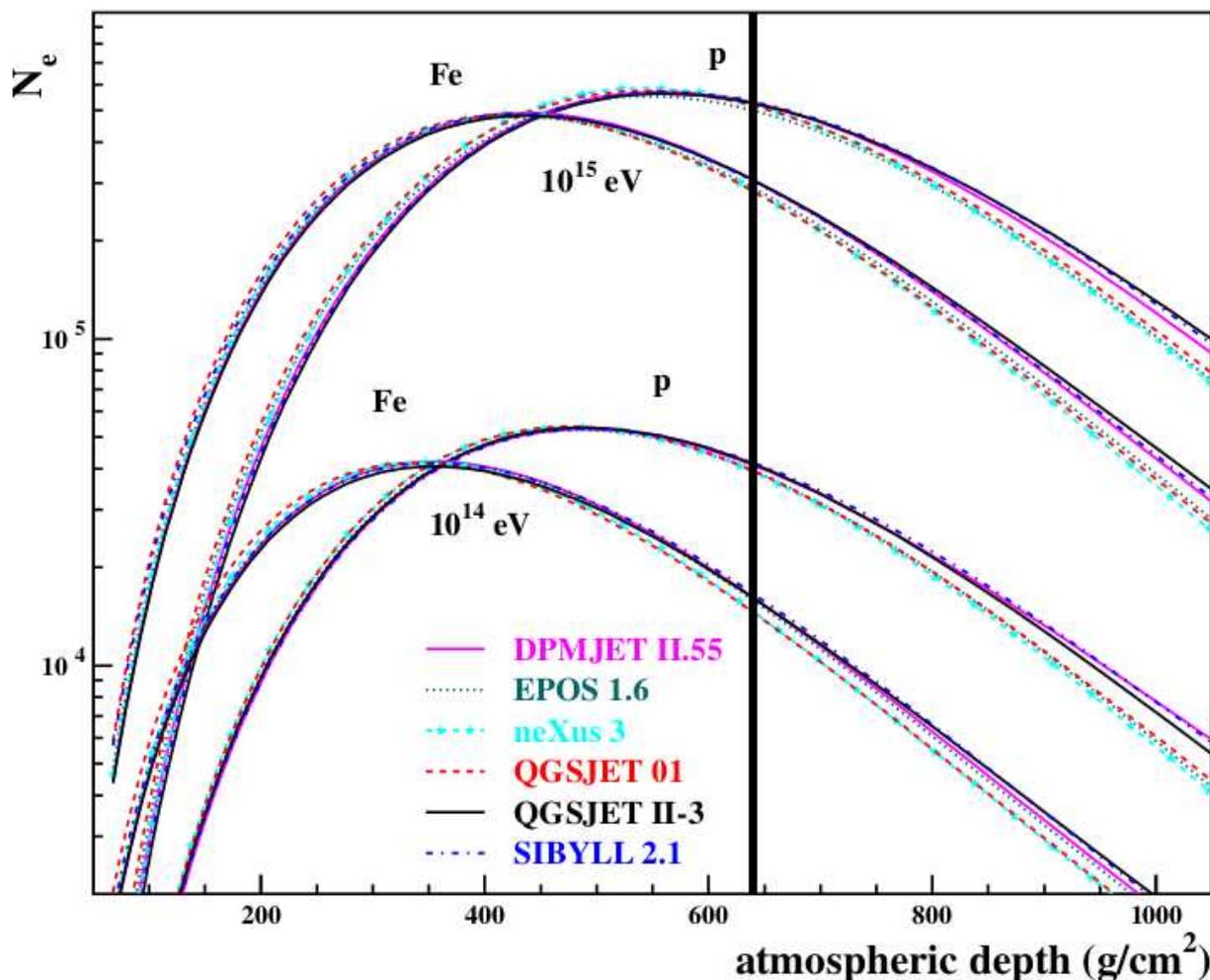


Рис. 3.13: Средние электронные каскадные кривые для первичных протонов и ядер железа с энергиями 100 ТэВ и 1 ПэВ. Толстой вертикальной чертой отмечен уровень наблюдения, для которого производился расчёт: высота 4250 м над уровнем моря, что примерно соответствует глубине 630 г/см².

Будем решать задачу оценки $N_{charged}$ только для вертикальных ливней, что означает аксиальную симметрию поперечного распределения частиц. Если $f(r; x_0, y_0, \vec{c})$ есть пробная функция, зависящая от координат

нат оси ливня (x_0, y_0) и вектора параметров \vec{c} , то формально процедура аппроксимации экспериментальных данных сводится к поиску минимума функции

$$\Phi(x_0, y_0, \vec{c}) = \sum_i \frac{(N_i^{exp} - S \cdot f(R_i; x_0, y_0, \vec{c}))^2}{S \cdot f(R_i; x_0, y_0, \vec{c})} = \min, \quad (3.1)$$

где i – индекс детектора, N_i^{exp} – показания i -го детектора, S – площадь детектора, нормировка ФПР: $\int_0^{\infty} f(R) R dR = N_{charged}$.

Решать задачу (3.1) можно как аналитически, так и численно. Выбор пути решения зависит от вида пробной функции и от дополнительных обстоятельств. Например, необходимость одновременного определения направления существенно затрудняет процесс аналитического решения, и в этом случае естественно использовать численную минимизацию. В изложенных ниже упражнениях студентам предлагается искать минимум численно с помощью программы MINUIT [16].

После нахождения параметров ФПР заряженных частиц конкретного ливня остаётся только проинтегрировать её формально в пределах от нуля до бесконечности, а реально от нуля до некоторого R_{max} , значение которого зависит от того диапазона R , на котором базируется аппроксимация, и от вида пробной функции. Может оказаться, что пробная функция ведет себя не физично вне диапазона аппроксимации (например, становится отрицательной), что обязательно скажется на получаемой оценке $N_{charged}$.

3.4.1 Данные искусственных событий и порядок работы с ними

Программа CORSIKA позволяет разыгрывать все¹ взаимодействия частиц каскада от первичной частицы до самых низкоэнергичных вторичных вблизи энергетического порога прослеживания, задаваемого пользователем. Частицы, пересекающие уровень наблюдения, записываются

¹Исключение составляют многочисленные некатастрофические взаимодействия (ионизационные потери, многократное рассеяние), которые меняют энергию и направление частицы медленно.

в общий файл, который может быть прочтён и проанализирован пользователем по окончании розыгрыша события. Размеры такого файла определяются параметрами розыгрыша — энергией, типом, направлением первичной частицы, уровнем наблюдения, энергетическим порогом прослеживания — и могут составлять многие гигабайты и даже десятки гигабайт на одно событие. Такое *прямое* моделирование одного события ШАЛ с порогом ~ 1 МэВ и с включённой генерацией черенковского света может длиться от нескольких часов (при $E_0 = 1$ ПэВ) до месяца (при $E_0 = 100$ ПэВ). Поэтому прямое моделирование интересующих нас ШАЛ в реальном времени не возможно, и в упражнениях будут использоваться данные уже проведённых сеансов моделирования.

Для достижения поставленной задачи были взяты четыре выборки по 10 событий для уровня наблюдения 4250 м над уровнем моря, рассчитанных по CORSIKA/QGSJET01 от первичных протонов и ядер железа с энергиями 1 и 10 ПэВ, с генерацией черенковского света. Соответствующие выводные файлы частиц были прочтены и превращены в карты поперечного распределения заряженных частиц, представляющие собой массивы 100×100 элементов, содержащие числа частиц в квадратных ячейках размером 2 м \times 2 м. Можно считать, что на уровне наблюдения существует ковер 200 м \times 200 м, заполненный квадратными детекторами площадью 4 м², и карты дают результаты регистрации отдельных событий этим ковром. В реальной жизни установки для регистрации ШАЛ представляют собой наборы разнесённых на значительные расстояния детекторов, образующие почти правильные двумерные структуры. На основе имеющихся карт удобно генерировать показания набора детекторов, образующего регулярную квадратную сетку.

Приложение `int_ldf_config` предназначено именно для генерации нужного количества независимых «экспериментальных» событий из десяти карт каждой выборки. Каждое такое событие состоит из показаний $5 \times 5 = 25$ детекторов, выбранных из какой-нибудь карты ковра. Детекторы эти образуют квадратную сетку с шагом, кратным 2 метрам, центр сетки каждый раз сдвигается относительно оси ливня по обеим координатам на величины, также кратные 2 метрам, причём ось ливня всегда остаётся в пределах сетки. Такие события можно приближённо считать независимыми в силу небольших корреляций между показаниями детекторов,

отстоящих друг от друга даже на несколько метров. Генерация «экспериментальных» событий студентами не предполагается, для каждой из четырёх выборок уже сгенерированы файлы `cnfgs`, расположенные в каталогах `EAS/charged/1PeV_p`, `EAS/charged/1PeV_Fe`, `EAS/charged/10PeV_p` и `EAS/charged/10PeV_Fe`, и содержащие по 100 событий.

На рис.3.14 представлен начальный фрагмент одного из файлов `cnfgs`, первая строчка (шапка файла) частично дублирует входные данные: первое число означает количество генерируемых событий, второе — шаг сетки в единицах ширины квадрата детектора, т.е. данный файл содержит 100 событий на сетке с шагом 20 м.

Вторая (а также восьмая, четырнадцатая и т.д.) строчка файла содержит шапку события:

- номер события;
- номер карты ковра (один из десяти), из которой генерировалось событие;
- пара индексов ячейки карты ковра, из которой заполняется центральный детектор сетки;
- точные координаты (в метрах) оси ливня по отношению к центру сетки.

Итак, вторая строка есть шапка события №1, сгенерированного из десятой карты ковра, центральный детектор сетки соответствует ячейке карты с индексами (57,34), точное положение оси ливня относительно центра сетки (-13 м, 33 м).

Координаты оси ливня выводятся для контроля ошибки восстановления оси при аппроксимации поперечного распределения.

Шапка события записана по ФОРТРАН-формату

```
1x,i4,1x,i2,1x,i2,1x,i2,1x,f5.1,1x,f5.1.
```

За шапкой каждого события следуют пять строк, содержащих собственно массив из $5 \times 5 = 25$ ячеек показаний сетки детекторов, записанных по ФОРТРАН-формату `5(1x,i8)`.

Сетка с шагом 20 м, состоящая из 5×5 детекторов, охватывает площадку 80 м x 80 м, что довольно мало для обычной установки, регистрирующей ШАЛ. Обычно размер площадки делают в несколько раз большим, чтобы скорость счёта событий была выше, а размер детекторов составляет около 1 м². Используемые в данной задаче параметры выбраны таким

образом, чтобы можно использовать события с энергией 1 ПэВ, в которых плотность частиц на расстоянии 100 м от оси составляет несколько частиц на м².

Получаемая по показаниям детекторов аппроксимация поперечного распределения заряженных частиц далее используется для оценки $N_{charged}$ и для этого интегрируется в интервале от 0 до 100-300 м от оси, т.е. заведомо используется вне области сетки. Поэтому используемая пробная функция должна быть предварительно проверена на полных данных карт.

		100		10		
1	10	57	34	-13.0	33.0	
	20		25		15	14
	31		44		26	27
	45		88		79	63
	96		396		260	81
	117		552		344	81
2	6	56	57	-11.0	-13.0	
	54		141		109	53
	103		507		423	102
	97		342		290	73
	38		93		79	45
	22		37		31	20
3	3	61	33	-21.0	35.0	
	12		15		14	10
	28		36		42	19
	58		106		78	39
	150		338		153	60
	197		1316		192	59

Рис.3.14
Начальный фрагмент файла `cnfgs`

На рис.3.15 показан график поперечного распределения события №1 из выборки протонов с энергией 1 ПэВ, построенный на основании карты.

На рис.3.16 это же распределение аппроксимируется пробной функцией

$$f(R) = \frac{c_0}{1 + c_1 \cdot R + c_2 \cdot R^2 + c_3 \cdot R^3} \cdot \quad (3.2)$$

Charged particle LDF, particle/m2, 1PeV proton #1

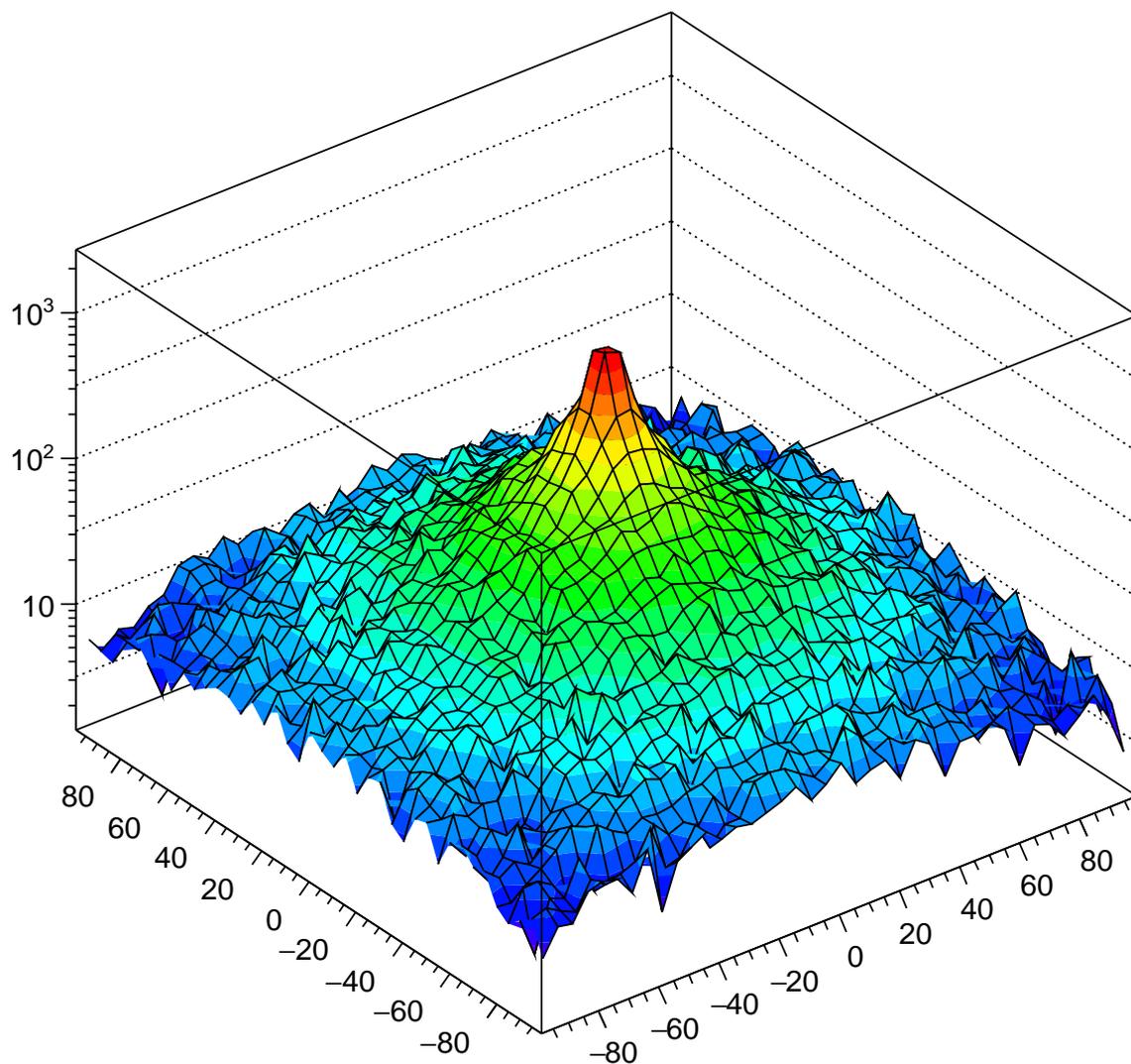


Рис. 3.15: Поперечное распределение заряженных частиц в событии №1 от первичного протона с энергией 1 ПэВ

$$[0]/(1.0+[1]*\sqrt{x*x+y*y})+[2]*(x*x+y*y)+[3]*\text{pow}(x*x+y*y,1.5))$$

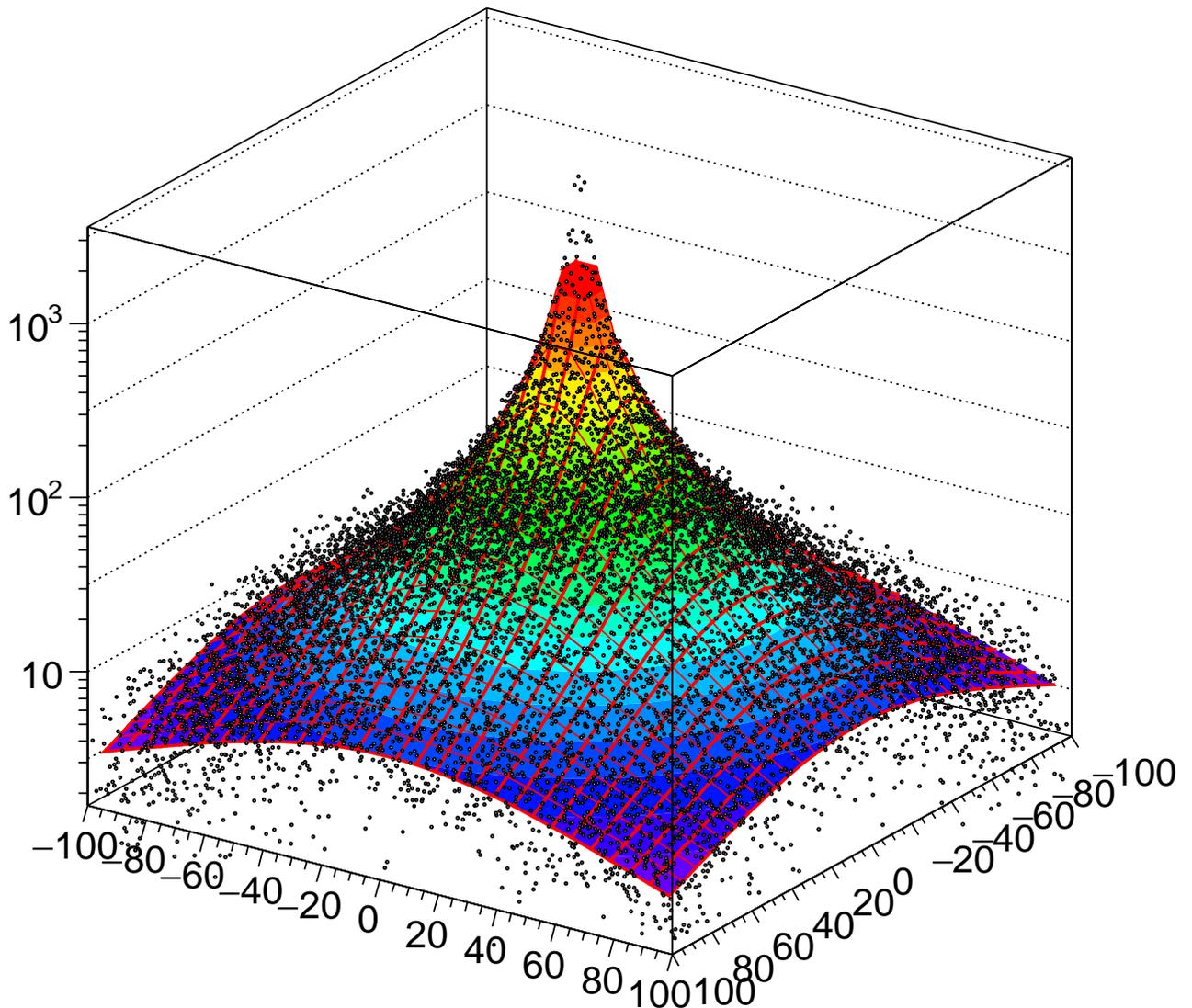


Рис. 3.16: То же распределение (чёрные точки), что и на рис.3.15, но аппроксимированное функцией (3.2) (гладкая поверхность)

Протокол работы MINUIT в ROOT (скрипт `chldf2dfit.C` в каталоге `EAS/charged/1PeV_p/root` и аналогичных) приведён на рис.3.17, он показывает хорошее качество аппроксимации. При использовании другой пробной функции нужно провести для неё аналогичный анализ.

Для обработки событий в файле `cnfgs` студентам доступно приложение `get_coren` (в каталоге `EAS/charged/1PeV_p/core-n-energy` и аналогичных), для каждого события аппроксимирующее показания детекторов сетки, а затем интегрирующее полученную аппроксимацию ФПР на интервалах (0,100 м), (0,200 м), (0,300 м), (0,400 м), (0,500 м).

```
Minimizer is Minuit / Migrad
Chi2                =          648972
NDf                 =           9996
Edm                 =    2.69246e-07
NCalls              =           159
p0                  =    17976.2    +/-    225.155
p1                  =     2.34321    +/-    0.0376054
p2                  =     0.0650118  +/-    0.000634832
p3                  =     0.00145723 +/-    3.82946e-05
```

Рис.3.17

Протокол работы MINUIT при аппроксимации поперечного распределения заряженных частиц в событии №1 от первичного протона с энергией 1 ПэВ, показанном на рис.3.16

Первый интеграл сравнивается с суммой по карте ковра для соответствующего события выборки, а третий — с полным числом заряженных частиц из протокола CORSIKA, хранящиеся в массивах приложения. Результаты сравнения пишутся в стандартный выводной поток. Ошибки определения оси пишутся в выводной файл `delr`, а все пять интегралов — в выводной файл `deln`.

Приложение `get_coren` управляется данными через вводной файл `get_coren.in`, который содержит начальные значения параметров c_0, c_1, c_2, c_3 пробной функции и начальные значения шагов по этим параметрам. Оценить разумные начальные значения c_0, c_1, c_2, c_3 можно, например, попробовав получить аналогичную аппроксимацию для одного-двух событий на сетке с помощью скрипта `chdet2dfit.C` или `chdet2dfit_.C` (в каталоге `EAS/charged/1PeV_p/root` и аналогичных). На рис.3.18 показан результат такой аппроксимации в ROOT одного

из событий на сетке. Протокол работы MINUIT в ROOT приведён на рис.3.19.

```
[0]/(1.0+[1]*sqrt((x-[2])*(x-[2])+(y-[3])*(y-[3]))+[4]*((x-[2])*(x-[2])+(y-[3])*(y-[3])))+[5]*pow((x-[2])*(x-[2])+(y-[3])*(y-[3])),1.5))
```

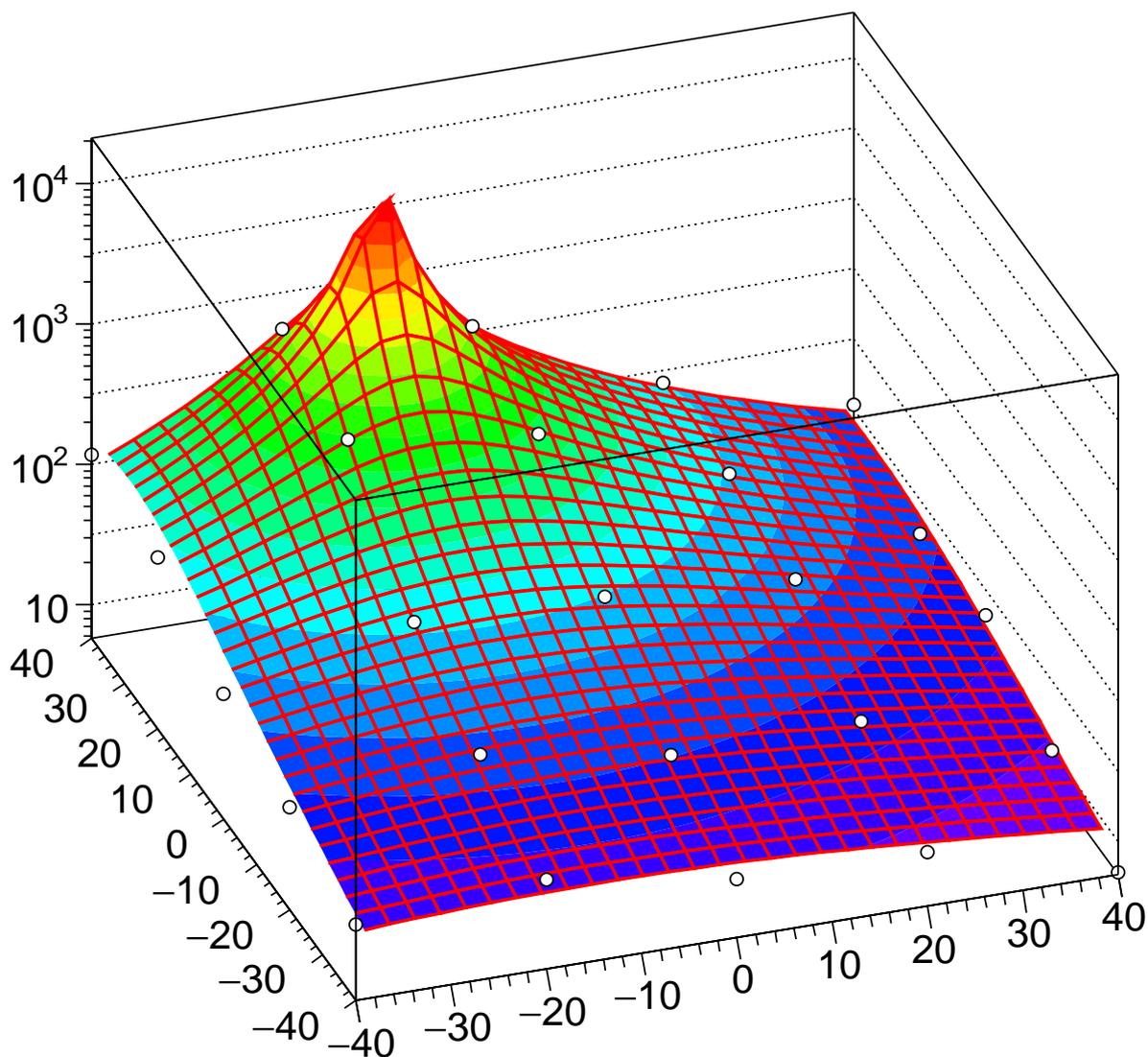


Рис. 3.18: Результат работы скрипта **chdet2dfit.C** для события от протона с энергией 1 ПэВ на сетке. Поверхность — подогнанная ФПР, кружки — данные сетки.

Менять исходный код приложения имеет смысл, только если этих управляющих параметров не хватает для достижения приемлемых оши-

бок определения оси и относительных флуктуаций $N_{charged}$. Текст приложения доступен студентам. Приложение использует старый вариант MINUIT, написанный на языке FORTRAN.

По файлам `delt` и `deln` строятся гистограммы ошибок определения положения оси и распределений значений интегралов-оценок $N_{charged}$. По-существу последние являются основной мерой качества обработки, так как по их относительным флуктуациям оценивается точность оценки E_0 по $N_{charged}$.

```

Minimizer is Minuit / Migrad
Chi2                =          1219.81
NDf                  =              19
Edm                  =    1.75984e-07
NCalls               =           1197
p0                   =    36673.2    +/-    2074.29
p1                   =     2.79442    +/-     1.07506
p2                   =    -12.6647    +/-     0.201138
p3                   =     31.7202    +/-     0.155874
p4                   =     0.264245    +/-     0.0783647
p5                   =     0.00140397    +/-     0.00170075

```

Рис.3.19

Протокол работы MINUIT при аппроксимации поперечного распределения заряженных частиц в событии №1 от первичного протона с энергией 1 ПэВ на сетке 5x5, показанном на рис.3.18

На рис.3.20 показана гистограмма распределения ошибок определения положения оси, на рис.3.21 — распределения оценок $N_{charged}$ по интегралам ФПР заряженных частиц на интервале (0,300 м) с приемлемой относительной флуктуацией. Ошибка положения оси ~ 1 м вполне достаточна для хорошего описания ФПР и, в конечном итоге, для получения $N_{charged}$. Относительная флуктуация оценки $N_{charged}^{est} \sim 15\%$ для протонов может считаться хорошей. Можно считать, что относительная точность оценки E_0 может быть сделана почти такой же, даже если среднее истинное значение $\overline{N_{charged}}$ отличается от средней оценки $\overline{N_{charged}^{est}}$, поскольку

для оценки E_0 мы вправе использовать непосредственно зависимость E_0 от средней величины оценки полного числа заряженных частиц $\overline{N_{charged}^{est}}$:

$$E_0 = E_0(\overline{N_{charged}^{est}}).$$

Core location error distribution, 100 confs

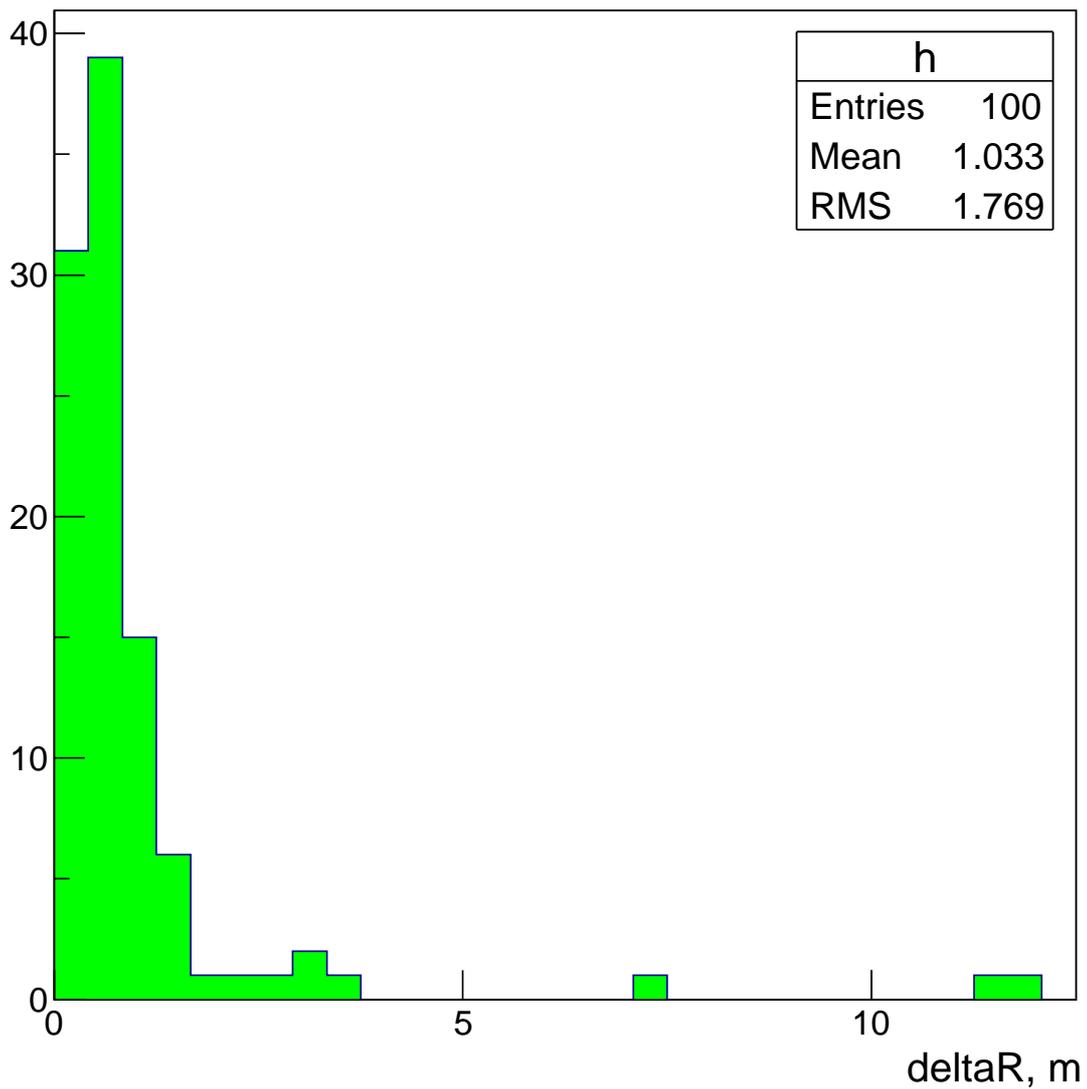


Рис. 3.20: Распределение ошибок определения положения оси

Однако, надо помнить, что числа заряженных частиц, прошедших че-

рез детекторы сетки, были взяты напрямую из данных CORSIKA, и не был рассмотрен процесс из взаимодействия с детекторами. Если бы этот процесс был рассмотрен, он внёс бы дополнительную неопределённость в оценку $N_{charged}^{est}$, что уменьшило бы точность оценки E_0 .

Estimated Nch300 distribution, 1PeV proton, 100 confs

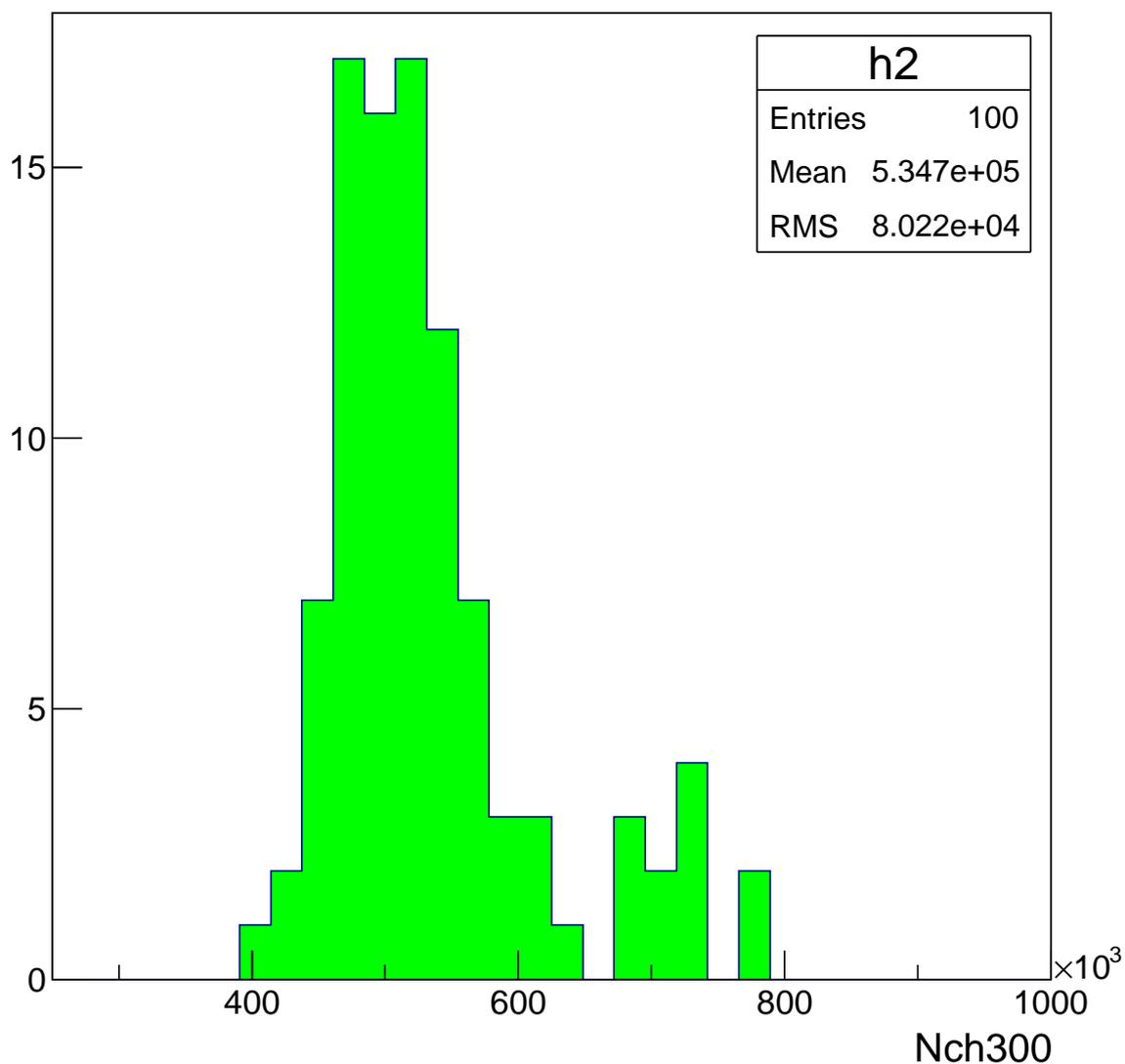


Рис. 3.21: Распределение $N_{charged}^{est}$, определённое как интеграл от ФПР заряженных частиц на интервале (0,300 м)

3.4.2 Упражнения

Последовательность выполнения упражнений в общих чертах следует порядку работы с данными, описанному в предыдущем параграфе. Программы и данные для четырёх выборок событий расположены в каталогах `EAS/charged/1PeV_p`, `EAS/charged/1PeV_Fe`, `EAS/charged/10PeV_p`, `EAS/charged/10PeV_Fe`.

1. Выбор пробной функции для аппроксимации ФПР заряженных частиц

В упомянутых выше скриптах ROOT и приложении `get_coren` для аппроксимации ФПР заряженных частиц и нахождения положения оси ливня используется функция (3.2). Это далеко не единственная возможная пробная функция, студентам предлагается рассмотреть несколько разных аппроксимаций. Даже если в результате будет выбрана именно функция (3.2), качество получаемых с её помощью приближений необходимо проверить на событиях из всех четырёх искусственных выборок (для двух энергий — 1 и 10 ПэВ — и двух первичных ядер — протонов и ядер железа), как это описано выше. Все скрипты ROOT, имеющие отношение к данной выборке, помещены в подкаталоги `root` соответствующих каталогов.

2. Обработка данных сетки детекторов заряженных частиц и точность оценки E_0

Обработка файлов `cnfgs` событий на сетке детекторов производится с помощью приложения `get_coren`. Тексты приложения (и исполнимые модули), расположенные в своём для каждой выборки подкаталоге `core-n-energy`, отличаются друг от друга данными по $N_{charged}$ (полными числами частиц из протоколов CORSIKA и суммами по картам ковров). Файлы управляющих данных `get_coren.in` с начальными значениями настраиваемых параметров и их начальными шагами также могут отличаться, поскольку подгоняются разные исходные данные.

Необходимо обработать все четыре выборки, подобрав для каждой свои значения входных данных. Предварительный поиск подходящих значений разумно провести на одном-двух событиях из каждого фай-

ла `cnfgs` в среде ROOT с помощью скрипта `chdet2dfit.C` (см. Приложение В). Окончательная оценка качества обработки производится по итоговым гистограммам, которые строятся на основании выводных файлов `delr` и `deln` приложения `get_coren`. В качестве точности оценки E_0 можно использовать относительную флуктуацию $N_{charged}$.

3. Получение зависимостей $E_0(\overline{N_{charged}^{est}})$ для первичных протонов и ядер железа

На основании распределений $N_{charged}^{est}$, полученных в предыдущем упражнении для четырёх выборок, требуется получить зависимости

$$E_0 = C \cdot \left(\overline{N_{charged}^{est}} \right)^\beta, \text{ где } \beta \sim 1, \quad (3.3)$$

отдельно для протонов и ядер железа и сравнить их графически.

4. Учёт влияния детекторов заряженных частиц на энергетическое разрешение установки

В качестве упражнения, близкого к реальной научной работе, предлагается повторить упражнения 2 и 3, предварительно превратив числа частиц в каждом детекторе сетки в сигналы детектора (энерговывделения или количества собранного флуоресцентного света, если в качестве сенсора используется сцинтиллятор, и т.п.). Для этого можно, например, создать приложение GEANT4, моделирующее прохождение заряженных частиц через детектор квадратной формы размером 2 м x 2 м.

3.5 Оценка первичной энергии по данным детекторов черенковского света

Черенковский свет собирается на уровень наблюдения со всех стадий развития ливня и слабо поглощается в чистой атмосфере. Это означает, что полное число черенковских фотонов ближе к калориметрической оценке E_0 , чем $N_{charged}$. Кроме того, многочисленность черенковских фотонов делает возможной регистрацию и достаточно точную оценку энер-

гии первичной частицы вплоть до 20-30 ГэВ (при суммарной площади детекторов в тысячи м²).

При $E_0 \geq 10^{14}$ малость потока первичных частиц заставляет экспериментаторов создавать черенковские установки по той же схеме, что и установки для регистрации заряженных частиц ШАЛ, т.е. в виде сетки оптических детекторов с шагом в десятки м. Схема оценивания E_0 в этом случае во многом повторяет уже рассмотренную в параграфе 3.4. По данным зарегистрированных детекторами сетки чисел фотонов Q_i^{exp} находится положение оси ливня и аппроксимация ФПР ЧС, затем она интегрируется в круге некоторого радиуса для получения Q_{tot}^{est} . Наконец, на основании полученной из расчётов зависимости $\overline{Q_{tot}}(E_0)$ делается оценка E_0 .

Постановка задачи аппроксимации ФПР ЧС практически повторяет (3.1):

$$\Phi(x_0, y_0, \vec{c}) = \sum_i \frac{(Q_i^{exp} - S \cdot f(R_i; x_0, y_0, \vec{c}))^2}{S \cdot f(R_i; x_0, y_0, \vec{c})} = \min, \quad (3.4)$$

где i – индекс детектора, S – площадь детектора, нормировка ФПР ЧС: $\int_0^\infty f(R)RdR = Q_{tot}$.

Поиск минимума (3.4) предлагается вести с помощью MINUIT. В качестве пробной функции можно использовать (3.2) или другую подходящую функцию.

3.5.1 Данные искусственных событий и порядок работы с ними

В CORSIKA предусмотрен отдельный выводной файл для черенковских фотонов, сходный по форме с выводным файлом по частицам, но огромное число фотонов делает его размер неприемлемым даже для одного события при интересующих нас энергиях 1 и 10 ПэВ. Обычно в выводной черенковский файл пишется информация только о тех фотонах, которые попадают в детекторы установки. В нашем случае обычный порядок был изменён, чтобы, с одной стороны, сохранить как можно больше информации о ЧС моделируемого ливня (все фотоны в пределах

некоторой окрестности оси), и чтобы, с другой стороны, размер сохраняемого файла оставался разумным. Для этого сохранялся свет в пределах квадратного ковра 600 м x 600 м, полностью выстланного квадратными детекторами размерами 1 м x 1 м. Таким образом, поперечное распределение ЧС каждого ШАЛ сохранялось в пределах ковра в массив 600 x 600 ячеек. Такая дискретизация данных позволяет формировать из них показания набора детекторов реального размеров, образующего регулярную квадратную сетку.

Использовались четыре выборки по 10 событий для уровня наблюдения 4250 м над уровнем моря, рассчитанных по CORSIKA/QGSJET01 от первичных протонов и ядер железа с энергиями 1 и 10 ПэВ.

Приложение `int_clldf_config` предназначено для генерации нужного количества независимых «экспериментальных» событий из десяти карт каждой выборки. Каждое такое событие состоит из показаний $5 \times 5 = 25$ детекторов, выбранных из какой-нибудь карты ковра. Детекторы эти образуют квадратную сетку с шагом, кратным 1 метру, центр сетки каждый раз сдвигается относительно оси ливня по обеим координатам на величины, также кратные 1 метру, причём ось ливня всегда остаётся в пределах сетки. Генерация «экспериментальных» событий студентами не предполагается, для каждой из четырёх выборок уже сгенерированы файлы `cnfgs`, расположенные в каталогах `EAS/Cherenkov/1PeV_p`, `EAS/Cherenkov/1PeV_Fe`, `EAS/Cherenkov/10PeV_p` и `EAS/Cherenkov/10PeV_Fe`, и содержащие по 100 событий. По структуре файлы `cnfgs` практически повторяют аналогичные файлы с данными по заряженным частицам. Несколько отличаются только форматы, что связано с другими размерами ковра и большей плотностью черенковских фотонов по сравнению с заряженными частицами.

На рис.3.22 представлен начальный фрагмент одного из файлов `cnfgs`, первая строка (шапка файла) частично дублирует входные данные: первое число означает количество генерируемых событий, второе — шаг сетки в единицах ширины квадрата детектора, т.е. данный файл содержит 100 событий на сетке с шагом 25 м.

Вторая (а также восьмая, четырнадцатая и т.д.) строка файла содержит шапку события:

- номер события;

- номер карты ковра (один из десяти), из которой генерировалось событие;
- пара индексов ячейки карты ковра, из которой заполняется центральный детектор сетки;
- точные координаты (в метрах) оси ливня по отношению к центру сетки.

Итак, вторая строка есть шапка события №1, сгенерированного из десятой карты ковра, центральный детектор сетки соответствует ячейке карты с индексами (218,160), точное положение оси ливня относительно центра сетки (-17,5 м, 40,5 м).

Координаты оси ливня выводятся для контроля ошибки восстановления оси при аппроксимации поперечного распределения.

Шапка события записана по ФОРТРАН-формату

1x, i4, 1x, i2, 1x, i3, 1x, i3, 1x, f5.1, 1x, f5.1.

За шапкой каждого события следуют пять строк, содержащих собственно массив из $5 \times 5 = 25$ ячеек показаний сетки детекторов, записанных по ФОРТРАН-формату 5(1x, i9).

	100		25		
1	10	218	160	-17.5	40.5
181997		206724		199069	167843
302522		353452		337942	265846
479058		642482		588153	410147
723014		1379884		1066698	562254
778978		1768436		1232873	584814
2	6	213	218	-12.5	-17.5
232213		460592		457123	233861
378800		1433447		1448584	378687
335329		907393		924971	335942
176276		293477		294975	178408
90362		118768		116383	86770
3	3	227	156	-26.5	44.5
186986		200558		183374	147784
324411		351993		311540	231584
545250		628640		516296	352145
					217912

915296	1346374	842249	470684	272371
1107218	2873318	999103	511112	285516

Рис.3.22

Начальный фрагмент файла `cnfgs` с данными по черенковскому свету

На рис.3.23 показана аппроксимация полных данных ковра для события №1 выборки от протонов с энергией 1 ПэВ пробной функцией (3.2), а на рис.3.24 — протокол MINUIT в ROOT для этой аппроксимации, согласно которому функцию можно использовать для обработки подобных ФПР ЧС.

```
Minimizer is Minuit / Migrad
Chi2                = 5.37606e+12
NDf                 =          9996
Edm                 =    0.0687769
NCalls              =          374
p0                  = 5.65775e+06   +/-   36796
p1                  =    0.194853   +/-   0.00227409
p2                  = -0.000554446  +/-   3.88422e-05
p3                  = 1.95414e-05   +/-   3.62107e-07
```

Рис.3.24

Протокол работы MINUIT при аппроксимации поперечного распределения ЧС в событии №1 от первичного протона с энергией 1 ПэВ, показанном на рис.3.23

Для обработки событий в файле `cnfgs` студентам доступно приложение `get_coren_c1` (в каталоге `EAS/Cherenkov/1PeV_p/core-n-energy` и аналогичных), для каждого события аппроксимирующее показания детекторов сетки, а затем интегрирующее полученную аппроксимацию ФПР на интервалах (0,100 м), (0,200 м), (0,300 м), (0,400 м), (0,500 м).

Второй интеграл сравнивается с суммой по карте ковра для соответствующего события выборки, а третий — с полным числом черенковских фотонов из протокола CORSIKA, хранящиеся в массивах приложения. Результаты сравнения пишутся в стандартный выводной поток. Ошибки определения оси пишутся в выводной файл `delr`, а все пять интегралов — в выводной файл `deln`.

$$[0]/(1.0+[1]*\sqrt{x*x+y*y})+[2]*(x*x+y*y)+[3]*\text{pow}(x*x+y*y,1.5)$$

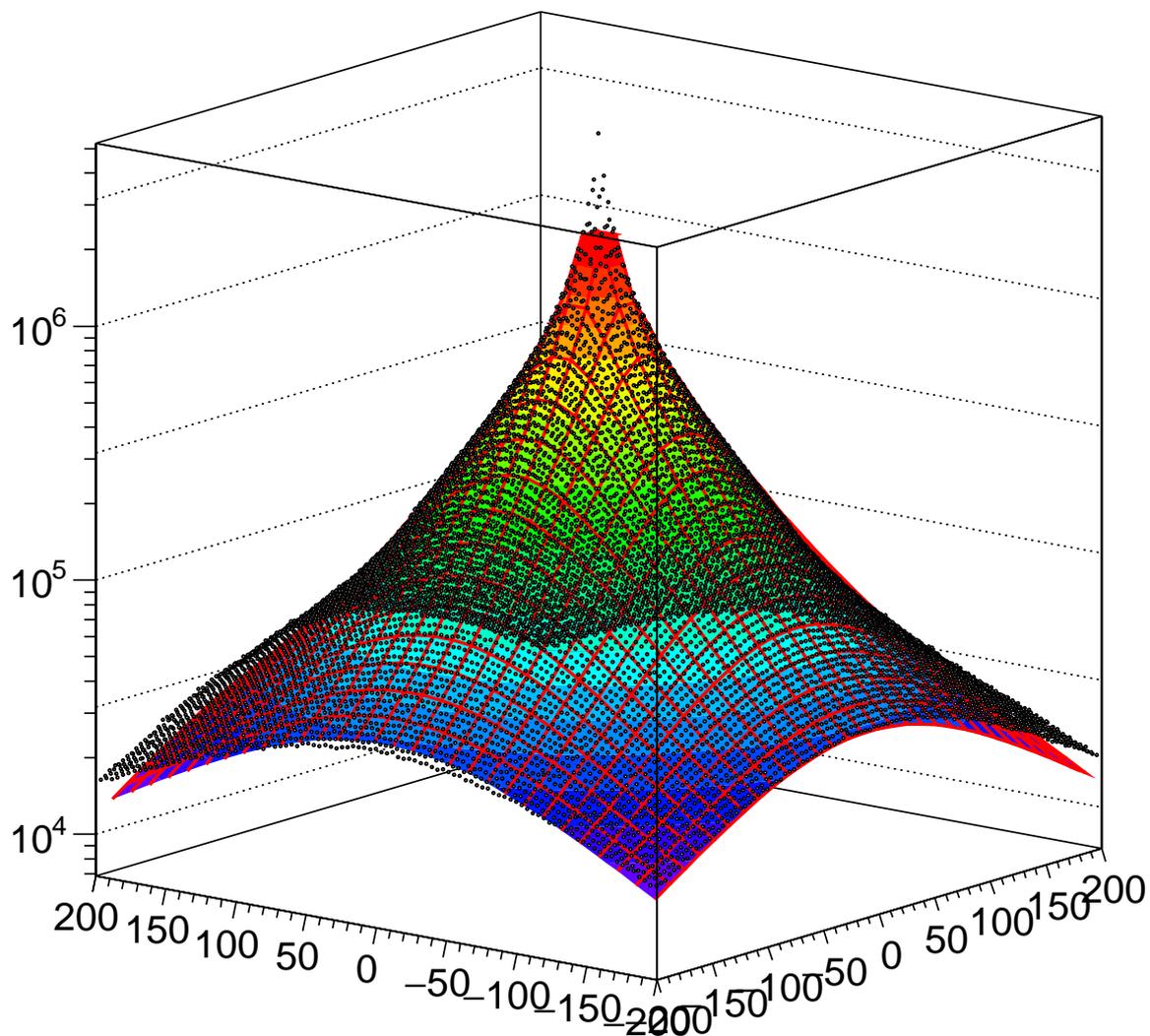


Рис. 3.23: Аппроксимация ФПР ЧС в событии №1 выборки от протонов с энергией 1 ПэВ пробной функцией (3.2)

Приложение `get_coren_cl` управляется данными через вводной файл `get_coren_cl.in`, который содержит начальные значения параметров c_0, c_1, c_2, c_3 пробной функции и начальные значения шагов по этим параметрам. Оценить разумные начальные значения c_0, c_1, c_2, c_3 можно, например, попробовав получить аналогичную аппроксимацию для одного-

двух событий на сетке с помощью скрипта `cldet2dfit.C` или `cldet2dfit_.C` (в каталоге `EAS/Cherenkov/1PeV_p/root` и аналогичных). На рис.3.25 показан результат такой аппроксимации в ROOT одного из событий на сетке. Протокол работы MINUIT в ROOT приведён на рис.3.26.

$$[0]/(1.0+[1]*\sqrt{(x-[2])*(x-[2])+(y-[3])*(y-[3]))}+[4]*((x-[2])*(x-[2])+(y-[3])*(y-[3])))+[5]*\text{pow}((x-[2])*(x-[2])+(y-[3])*(y-[3])),1.5))$$

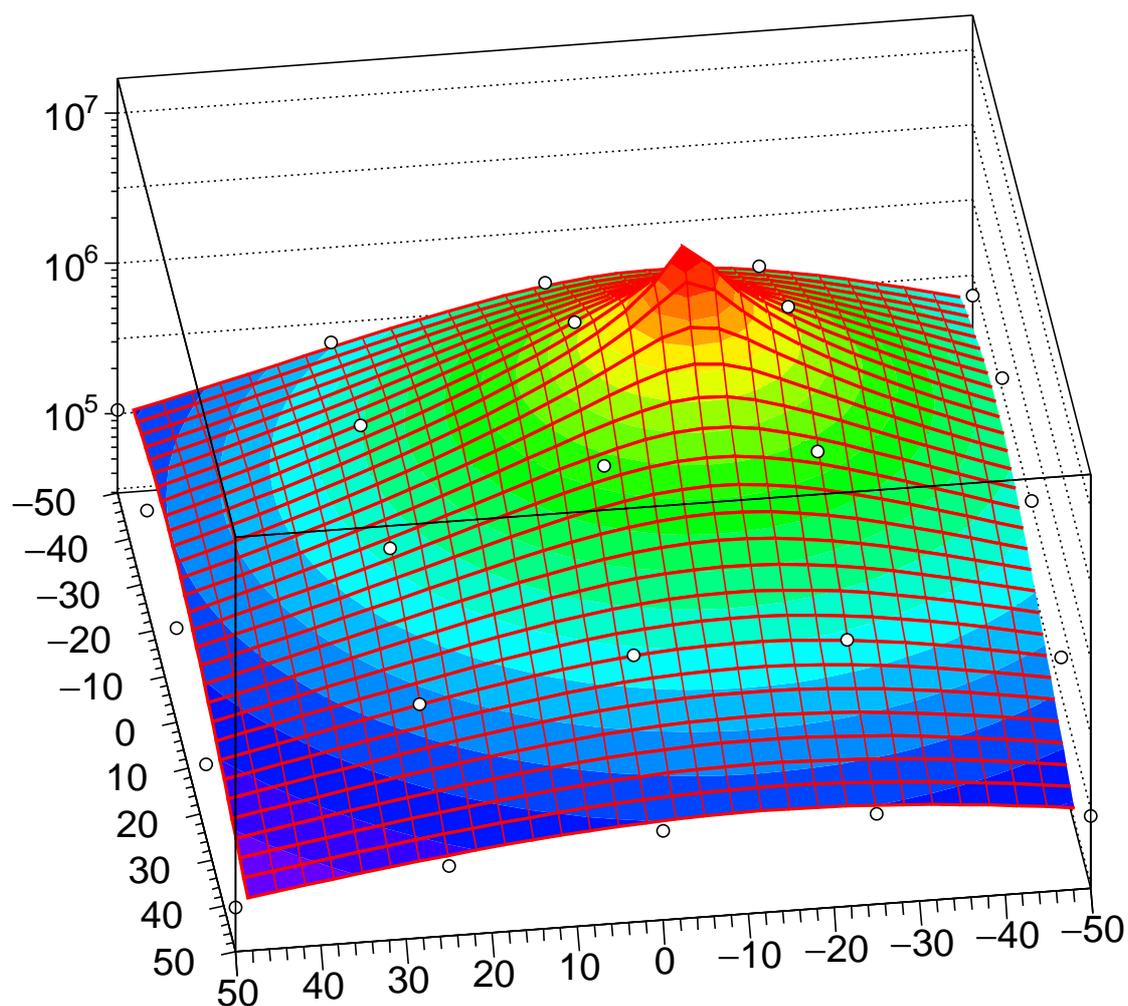


Рис. 3.25: Результат работы скрипта `cldet2dfit.C` для события от протона с энергией 1 ПэВ на сетке. Поверхность — подогнанная ФПР ЧС, кружки — данные сетки.

Менять исходный код приложения имеет смысл, только если этих управляющих параметров не хватает для достижения приемлемых оши-

бок определения оси и относительных флуктуаций Q_{tot} . Текст приложения доступен студентам. Приложение использует старый вариант MINUIT, написанный на языке FORTRAN.

По файлам `delr` и `deln` строятся гистограммы ошибок определения положения оси и распределений значений интегралов-оценок Q_{tot} . По существу последние являются основной мерой качества обработки, так как по их относительным флуктуациям оценивается точность оценки E_0 по Q_{tot} .

```
Minimizer is Minuit / Migrad
Chi2           = 4.076e+08
NDf            = 19
Edm            = 0.000251868
NCalls        = 1431
p0             = 8.6361e+06 +/- 3.87228e+06
p1             = 0.294351 +/- 0.181698
p2             = -12.4034 +/- 0.0339329
p3             = -17.5858 +/- 0.0874056
p4             = 0.00120237 +/- 0.00115587
p5             = 0.000150396 +/- 8.27726e-05
```

Рис.3.26

Протокол работы MINUIT при аппроксимации поперечного распределения заряженных частиц в событии от первичного протона с энергией 1 ПэВ на сетке 5x5, показанном на рис.3.25

На рис.3.27 показана гистограмма распределения ошибок определения положения оси, на рис.3.28 — распределения оценок Q_{tot} по интегралам ФПР ЧС на интервале (0,300 м) с приемлемой относительной флуктуацией. Ошибка положения оси ~ 1 м вполне достаточна для хорошего описания ФПР ЧС и, в конечном итоге, для получения Q_{tot} . Относительная флуктуация оценки $Q_{tot} \sim 18\%$ для протонов может считаться хорошей. Можно считать, что относительная точность оценки E_0 может быть сделана почти такой же, даже если среднее истинное значение $\overline{Q_{tot}}$ отличается от средней оценки $\overline{Q_{tot}^{est}}$, поскольку для оценки E_0 мы вправе использовать непосредственно зависимость E_0 от средней величины

оценки полного числа заряженных частиц $\overline{Q_{tot}^{est}}$:

$$E_0 = E_0(\overline{Q_{tot}^{est}}) .$$

Core location error distribution, 100 confs

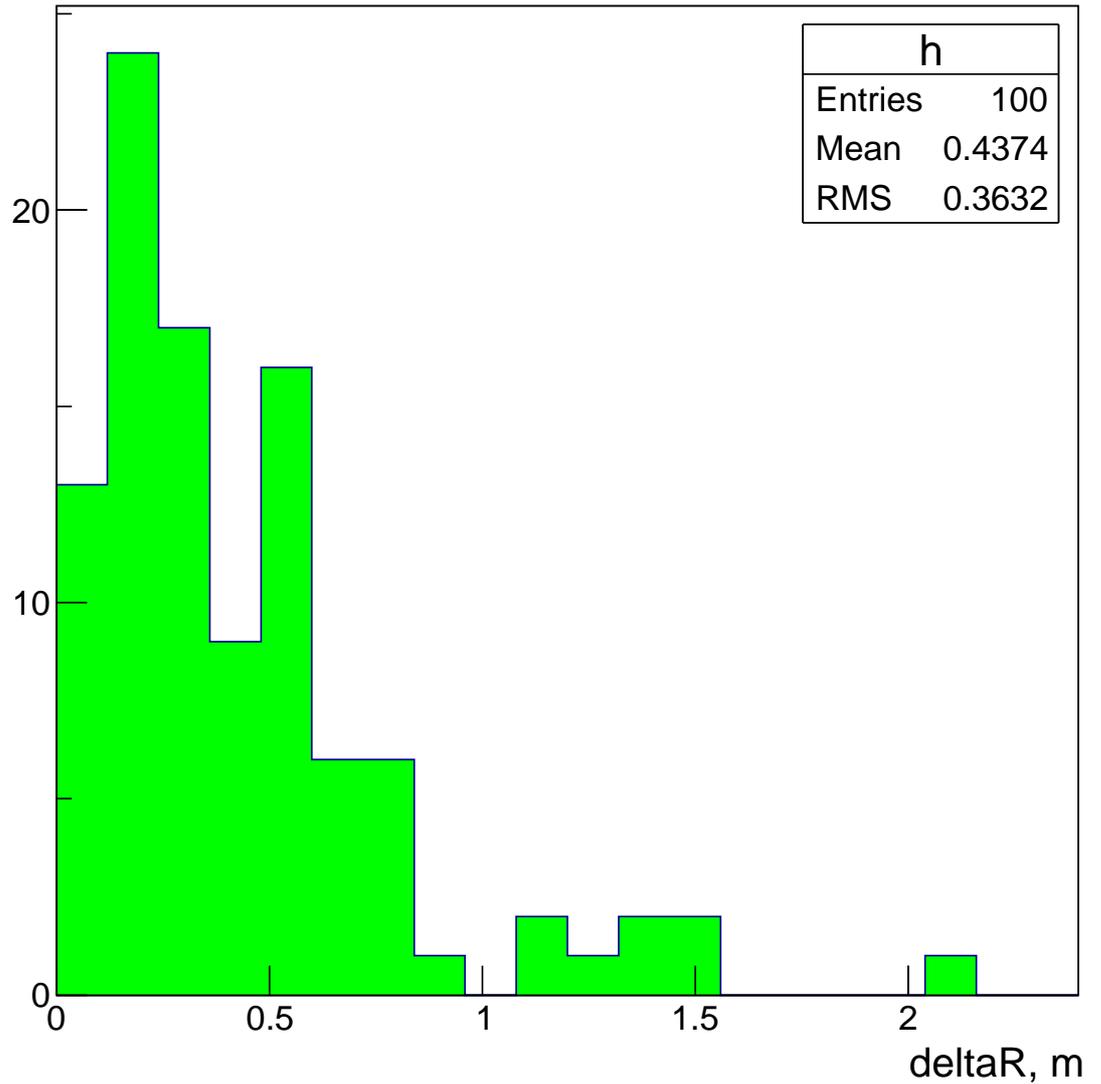


Рис. 3.27: Распределение ошибок определения положения оси

Полученные по черенковскому свету оценки точности определения E_0 для практического использования должны быть дополнены учётом фона

звёздного неба и квантовой эффективности фотосенсоров, что понизит эту точность.

Estimated CL300 distribution, 1PeV proton, 100 confs

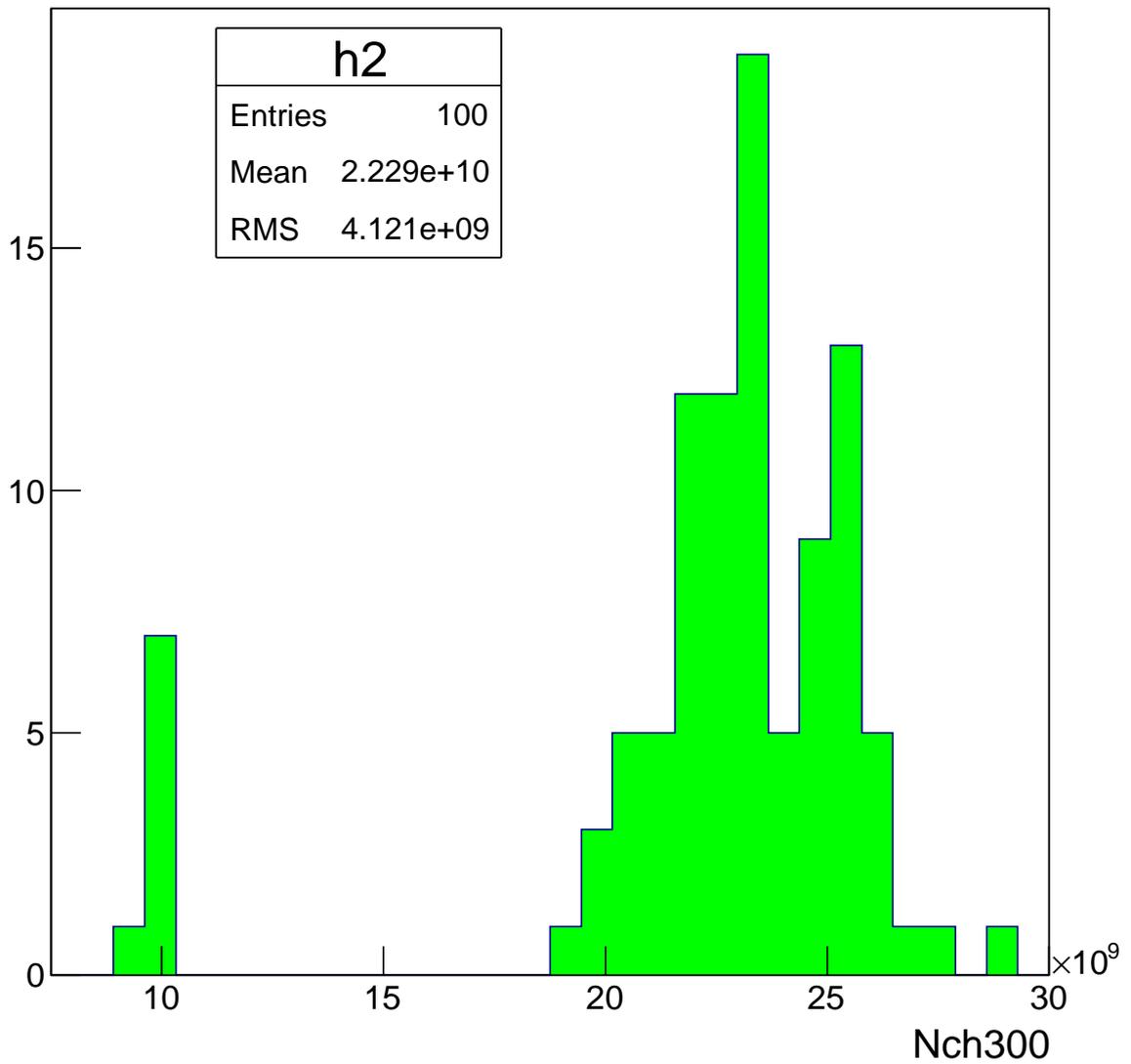


Рис. 3.28: Распределение Q_{tot}^{est} , определённое как интеграл от ФПР ЧС на интервале (0,300 м)

3.5.2 Упражнения

Последовательность выполнения упражнений в общих чертах следует порядку работы с данными, описанному в параграфе 3.5.1. Программы и данные для четырёх выборок событий расположены в каталогах `EAS/Cherenkov/1PeV_p`, `EAS/Cherenkov/1PeV_Fe`, `EAS/Cherenkov/10PeV_p`, `EAS/Cherenkov/10PeV_Fe`.

1. Выбор пробной функции для аппроксимации ФПР ЧС

В упомянутых выше скриптах ROOT и приложении `get_coren_c1` для аппроксимации ФПР заряженных частиц и нахождения положения оси ливня используется функция (3.2), но студентам предлагается рассмотреть несколько разных аппроксимаций. Даже если в результате будет выбрана именно функция (3.2), качество получаемых с её помощью приближений необходимо проверить на событиях из всех четырёх искусственных выборок (для двух энергий — 1 и 10 ПэВ — и двух первичных ядер — протонов и ядер железа), как это описано выше. Все скрипты ROOT, имеющие отношение к данной выборке, помещены в подкаталоги `root` соответствующих каталогов.

2. Обработка данных сетки детекторов ЧС и точность оценки E_0

Обработка файлов `cnfgs` событий на сетке детекторов производится с помощью приложения `get_coren_c1`. Тексты приложения (и исполнимые модули), расположенные в своём для каждой выборки подкаталоге `core-n-energy`, отличаются друг от друга данными по Q_{tot} (полными числами черенковских фотонов из протоколов CORSIKA и суммами по картам ковров). Файлы управляющих данных `get_coren_c1.in` (с начальными значениями настраиваемых параметров и их начальными шагами) также отличаются.

Необходимо обработать все четыре выборки, подобрав для каждой свои значения входных данных. Предварительный поиск подходящих значений разумно провести на одном-двух событиях из каждого файла `cnfgs` в среде ROOT с помощью скрипта `cldet2dfit.C` (с точностью

до заголовков совпадает со скриптом `chdet2dfit_С`, описанном в Приложении В). Окончательная оценка качества обработки производится по итоговым гистограммам, которые строятся на основании выводных файлов `delr` и `deln` приложения `get_coren_cl`. В качестве точности оценки E_0 можно использовать относительную флуктуацию Q_{tot} .

3. Получение зависимостей $E_0(\overline{Q_{tot}^{est}})$ для первичных протонов и ядер железа

На основании распределений Q_{tot}^{est} , полученных в предыдущем упражнении для четырёх выборок, требуется получить зависимости

$$E_0 = C \cdot \left(\overline{Q_{tot}^{est}}\right)^\beta, \text{ где } \beta \sim 1, \quad (3.5)$$

отдельно для протонов и ядер железа и сравнить их графически.

4. Учёт влияния детекторов черенковского света и звёздного фона

В качестве более сложного упражнения предлагается повторить упражнения 2 и 3, предварительно сложив числа черенковских фотонов в каждом детекторе сетки со случайным фоном звёздного неба, разыграв на основании этой суммы фотонов число фотоэлектронов и вычтя из него среднее число фотоэлектронов от звёздного фона по следующей схеме:

1. Задаются площадь S , апертура Ω , временные ворота Δt и квантовая эффективность η оптических детекторов сетки. В нашем случае можно использовать следующие значения: $S = 1\text{ м}^2$, $\Omega = 1\text{ ср}$, $\Delta t = 10\text{ нс}$, $\eta = 0,2$. Светимость ночного неба в отсутствие Луны в диапазоне длин волн 300-600 нм можно принять равной $I = 10^{12}$ фотон $\text{м}^{-2}\text{ ср}^{-1}\text{ с}^{-1}$. Вычисляется среднее число $\overline{Q_{phot}^{BG}} = I \cdot S \cdot \Omega \cdot \Delta t$ фоновых фотонов и среднее число фоновых фотоэлектронов $\overline{Q_{phel}^{BG}} = \eta \cdot \overline{Q_{phot}^{BG}}$.

2. Число черенковских фотонов в каждом детекторе Q_{phot}^{Cher} складывается с числом фоновых фотонов Q_{phot}^{BG} , разыгранным по Пуассону с параметром $\overline{Q_{phot}^{BG}}$. Полученная сумма $Q_{phot} = Q_{phot}^{Cher} + Q_{phot}^{BG}$ умножается на квантовую эффективность η для получения среднего числа фотоэлектронов

в детекторе $\overline{Q_{phel}}$: $\overline{Q_{phel}} = \eta \cdot \overline{Q_{phot}}$

3. По Пуассону с параметром $\overline{Q_{phel}}$ разыгрывается случайное число фотоэлектронов в детекторе Q_{phel} . Наконец, путём вычитания из Q_{phel} среднего числа фоновых фотоэлектронов $\overline{Q_{phel}^{BG}}$ вычисляется оценка числа «черенковских» фотоэлектронов в данном детекторе $Q_{phel}^{Cher} = Q_{phel} - \overline{Q_{phel}^{BG}}$. Именно Q_{phel}^{Cher} надо теперь использовать вместо Q_i^{exp} в задаче (3.4).

3.6 Приложение В

Ниже приведён текст скрипта ROOT `chdet2dfit_.C`, предназначенного для аппроксимации данных сетки детекторов (заряженных частиц или черенковского света) пробной функцией, явно заданной в тексте скрипта. Скрипт открывает файл `cnfgs` и читает событие за событием, пока выполнено условие `icnf <= 2`, т.е. в данном случае будут прочтены события с номерами 0 и 1, а у события 2 будет прочтена только шапка, и будет проводится аппроксимация события 1. Чтобы аппроксимировать другое событие, надо поменять услови цикла `while`. Данные детекторов сетки сидят в массиве `zz[25]`, их координаты — в массивах `xx[25]` и `yy[25]`. Пробная функция задаётся экземпляром `f2` класса `TF2`, начальные значения подгоняемых параметров — функцией-членом `f2->SetParameters()`. Поверх подогнанной к данным поверхности рисуются данные белыми кружками.

```
TCanvas* graph()
{
    gStyle->SetOptStat(0);
    gStyle->SetOptFit(1111);

    Int_t nsquares = 0, ix,iy, i,j, ncnf,istep,icnf,iev,ic,jc;
    Float_t u[5],v[5],ch[5][5], xaxis,yaxis;
    Float_t xx[25],yy[25],zz[25];
    ifstream in;
```

```

TCanvas *c = new TCanvas("c","Det CL LDF fit",0,0,800,800);

in.open("cnfgs");
  in >> ncnf >> istep;
while(icnf <= 2) {
  in >> icnf >> iev >> ic >> jc >> xaxis >> yaxis;
  for(Int_t jj=0; jj<5; jj++) {
    for(Int_t ii=0; ii<5; ii++) {
      in >> ch[ii][jj];
    }
  }
  if (!in.good()) break;
}
in.close();
printf("  *****   cnfgs: icnf=%d\n",icnf);
printf("  iev=%d, ic=%d, jc=%d, xaxis=%f, yaxis=%f\n",
      iev,ic,jc,xaxis,yaxis);
  for(Int_t jj=0; jj<5; jj++) {
    for(Int_t ii=0; ii<5; ii++) {
      in >> ch[ii][jj];
//   printf("%f\n",ch[ii][jj]);
    }
  }
//   printf("\n");

for(Int_t i=0; i<5; i++) {
  u[i] = 2.0*istep*(i - 2);
  v[i] = 2.0*istep*(i - 2);
}

for(Int_t n=0; n<25; n++) {
  j = n/5;
  i = n-5*j;
  xx[n] = u[i];
  yy[n] = v[j];
}

```

```

    zz[n] = ch[i][j];
}

TGraph2D *ae = new TGraph2D(25,xx,yy,zz);

TF2 *f2 = new TF2("f2",
"[0]/(1.0+[1]*sqrt((x-[2])*(x-[2])+(y-[3])*(y-[3])))
+[4]*((x-[2])*(x-[2])+(y-[3])*(y-[3])))
+[5]*pow((x-[2])*(x-[2])+(y-[3])*(y-[3])),1.5))",
-4.0*istep,4.0*istep,-4.0*istep,4.0*istep);

f2->SetParameters(18000.0,1.4,-15.0,15.0,0.06,0.001);

ae->GetXaxis()->SetTitleOffset(1.5);
ae->GetXaxis()->SetTitle("x, m");
ae->GetXaxis()->CenterTitle();
ae->GetYaxis()->SetTitleOffset(1.5);
ae->GetYaxis()->SetTitle("y, m");
ae->GetYaxis()->CenterTitle();
ae->GetXaxis()->SetLabelSize(0.020);
ae->GetYaxis()->SetLabelSize(0.020);
ae->SetTitle(
"Charged particles LDF by detector, particle/m2, 10
PeV Fe nucleus #1");
ae->Fit(f2);
f2->Draw("surf1");
ae->Draw("same p0");

return c;
}

```

Литература

- [1] А.И. Абрамов, Ю.А. Казанский, Е.С. Матусевич, Основы экспериментальных методов ядерной физики, 1977, Москва, Атомиздат
- [2] A.S. Fomichev, I. David, S.M. Lukyanov, et al., The response of a large CsI (Tl) detector to light particles and heavy ions in the intermediate energy range, Nucl. Instr. and Meth . to Phys. Res. A 344 (1994) 378-383
- [3] А.К. Клименко, Исследование длинных сцинтилляционных счетчиков для временных измерений, диссертация на соискание учёной степени канд.физ.-мат.наук, Протвино, 2005
- [4] <http://geant4.cern.ch/support/userdocuments.shtml>, Geant4 User's Guide for Application Developers, Version: geant4 10.1, Publication date 5 December 2014
- [5] <http://root.cern.ch/root/html534/guides/users-guide/ROOTUsersGuideA4.pdf>, ROOT User's Guide, May 2013
- [6] Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х., Сцинтилляционные кристаллы для плазмофизического эксперимента: учебное пособие. М.: НИЯУ МИФИ, 2015
- [7] Бараночников М. Л., Приемники и детекторы излучений. Справочник. – М.: ДМК Пресс, 2012
- [8] S.N. Kuznetsov, V.G. Kurt, B.Yu. Yushkov, K. Kudela, V.I. Galkin, Gamma-Ray and High-Energy-Neutron Measurements on CORONAS-F during the Solar Flare of 28 October 2003. Solar Phys (2011) 268: 175–193, DOI 10.1007/s11207-010-9669-2

- [9] B. Rossi, Misure della distribuzione angolare di intensità della radiazione penetrante all'Asmara, *La Ricerca Scientifica. Supplement 1* (9–10) (1934) 579–589.
- [10] P. Auger, P. Ehrenfest, Les gerbes produites par les rayons cosmiques du groupe mou, *Journal de Physique Radium* 8 (5) (1937) 244–206.
- [11] Heck D and Pierog T, 2013, Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A Users Guide, KARLSRUHER INSTITUT FUER TECHNOLOGIE
- [12] Borisov A.S., Galkin V.I., Design of a Cherenkov telescope for the measurement of PCR composition above 1 PeV, *J. Phys.: Conf. Ser.* (2013) 409, 1, 012089-012092
- [13] Куликов Г.В., Христиансен Г.Б. О спектре широких атмосферных ливней по числу частиц. *ЖЭТФ*, 1958, т. 35, вып. 3(9), с.635-640
- [14] G. W. Clark, J. Earl, W. L. Kraushaar, J. Linsley, B. B. Rossi, F. Scherb, and D. W. Scott, Cosmic-ray air showers at sea level, *Phys. Rev.* 122, 637 (1961)
- [15] Chudakov, A.E. and Nesterova, N.M, 1958. Cherenkov Radiation of Extensive Air Showers. *Nuovo Cimento*, 8, Ser. X, Suppl. No. 2, 606
- [16] F. James, MINUIT, Function Minimization and Error Analysis, Reference Manual, Version 94.1, CERN Program Library Long Writeup D506, 1994