

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

**Лабораторный практикум**

**по курсу «Ядерно-физические приборы и методы в  
космофизическом эксперименте»**

**Лабораторная работа**

**Изучение методов идентификации частиц при помощи магнитного  
спектрометра на примере научной аппаратуры PAMELA**

Майоров А.Г., Роденко С.А.

Москва 2021

## Лабораторная работа

### Изучение методов идентификации частиц при помощи магнитного спектрометра на примере научной аппаратуры PAMELA

**Цель работы.** Изучить методы идентификации заряженного излучения (электронов, позитронов, протонов и ядер) и определения его характеристик с помощью магнитного спектрометра на примере эксперимента «ПАМЕЛА»; определение свойств магнитного спектрометра (энергетического разрешения и светосилы) на основе данных моделирования Монте-Карло в среде Geant4.

#### Оглавление

Взаимодействие заряженных частиц и излучения с веществом	1
Взаимодействие заряженного излучения с веществом	1
Взаимодействие гамма-квантов с веществом	3
Формирование электромагнитных и адронных каскадов	4
Магнитный спектрометр «ПАМЕЛА»	5
Вопросы для допуска к выполнению лабораторной работы	6
Интерфейс	7
Порядок выполнения лабораторной работы	13
Содержание отчета по лабораторной работе и список контрольных вопросов	17
Список рекомендованной литературы	18

#### I. Взаимодействие заряженных частиц и излучения с веществом.

При прохождении через вещество частицы и излучение могут взаимодействовать с окружающими атомами. Характер взаимодействия зависит как от свойств среды, так и от характеристик частиц и излучения, главным образом от заряда и массы, энергии и способности участвовать в различных типах взаимодействий. Ниже рассмотрены процессы, характерные для тяжелых и легких заряженных частиц и гамма-квантов, а также формирование электромагнитных и адронных каскадов в протяженных средах.

##### *а. Взаимодействие заряженного излучения с веществом.*

Потери кинетической энергии заряженных частиц, к которым относятся ионизационные и радиационные потери, излучение Вавилова-Черенкова, синхротронное и переходное излучения, обусловлены электромагнитным взаимодействием с электронами и ядрами атомов.

**Ионизационные потери** – уменьшение кинетической энергии заряженных частиц при прохождении через вещество посредством возбуждения и ионизации его атомов. Для тяжелых частиц, например протонов, это основной механизм потерь энергии в упругих взаимодействиях.

Удельные ионизационные потери (средняя энергия, потерянная частицей на ионизацию на единице длины пути) для заряженных частиц тяжелее электрона и движущихся со скоростью больше средней скорости атомных электронов ( $V_B Z^{2/3}$ , где  $V_B = 2,19 \cdot 10^8$  см/с – боровская скорость электрона в атоме,  $Z$  – заряд среды) описываются формулой Бете-Блоха:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi m_e z^2 e^4}{m_e v^2} \left[ \ln \frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \delta - U \right], \quad (1)$$

где  $E$  и  $v$  – кинетическая энергия и скорость частицы;  $z$  – заряд частицы в единицах заряда электрона;  $m_e$  – масса электрона;  $n_e$  – концентрация электронов среды;  $\langle I \rangle = 1.6 \cdot 10^{-12} (13.5Z)$  – средний ионизационный потенциал атомов вещества (эрг);  $\delta$  и  $U$  – поправки, учитывающие связь атомных К- и L-электронов.

На рисунке 1 показана зависимость ионизационных потерь энергии от импульса мюонов в диапазоне 0.1 МэВ/с – 100 ТэВ/с в меди (Cu). Согласно формуле (1) с ростом энергии частицы (а значит и скорости) энергетические потери очень быстро уменьшаются ( $\sim 1/v^2$ ), но при приближении скорости к скорости света зависимость перестаёт быть падающей. При  $v \approx c$  удельная потеря энергии на

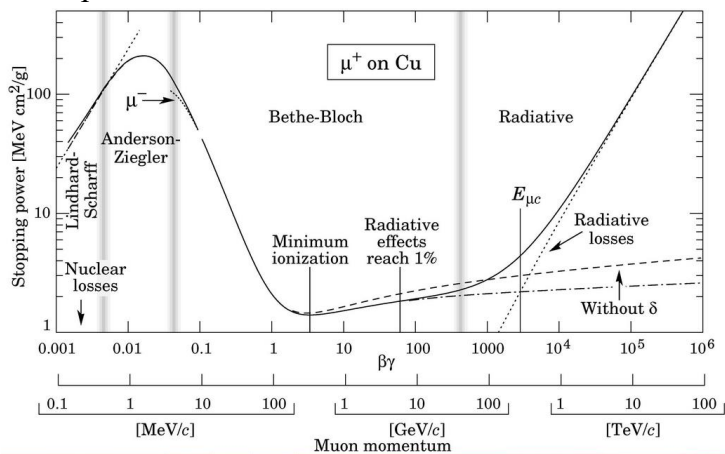


Рис. 1. Зависимость ионизационных потерь энергии от импульса мюонов в меди.

ионизацию становится минимальной. Слагаемые в скобках таковы, что при дальнейшем увеличении энергии частицы зависимость величины  $dE/dx$  становится медленно логарифмически растущей. А начиная с некоторой достаточно большой энергии, рост замедляется и зависимость стремится к плато, что связано с т.н. эффектом плотности, учитывающим экранировку поля заряженной частицы в результате поляризации атомов вдоль ее пути. Отметим еще два важных следствия формулы Бете-Блоха. Во-первых, величина  $dE/dx$  не зависит от массы  $m$  частицы (при условии  $m \gg m_e$ ), но существенно зависит от её скорости  $v$ . Поэтому мюоны, будучи гораздо тяжелее электронов, при той же энергии испытывают меньшие потери. Во-вторых, удельные ионизационные потери энергии заряженной частицы пропорциональны квадрату её заряда, что позволяет по их измерениям идентифицировать ядра.

Т.к. процесс ионизации носит случайный характер, это приводит к значительным флуктуациям ионизационных потерь, а формула (1) описывает лишь поведение наиболее вероятного значения их статистического распределения. Впервые расчет ожидаемых флуктуаций ионизационных потерь провел Ландау, предложив для описания распределения  $dE/dx$  сложный вероятностный подход (распределение Ландау). Позднее другими авторами было показано, что в зависимости от условий эксперимента (например, от характеристик частиц, от вещества и габаритов детектора и др.) лучшее согласие с экспериментальными данными дают различные распределения.

В случае электронов и позитронов формула Бете-Блоха усложняется, т.к. необходимо учитывать отклонение как атомных, так и налетающих электронов, а также квантово-механический эффект обмена, обусловленный тождественностью двух электронов.

**Радиационные потери** – уменьшение кинетической энергии заряженных частиц, движущихся в веществе, вследствие электромагнитного излучения, называемого тормозным, и возникающего при рассеянии (резком изменении направления движения или торможении) в кулоновском поле ядер среды.

Потери энергии на излучение пропорциональны квадрату заряда ядер среды  $Z$ , концентрации атомов среды  $n$  и кинетической энергии частицы  $E$ .

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{изл}} \sim Z^2 n E \quad (2)$$

Энергия тормозного кванта пропорциональна квадрату (отрицательного) ускорения частицы, которое определяется вторым законом Ньютона:  $a = F/m$ . Поэтому энергия, излучаемая при торможении частиц с массой  $m$  пропорциональна  $1/m^2$ . Следовательно, радиационные потери, играющие важную роль в торможении электронов, практически не возникают при прохождении через вещество тяжёлых заряженных частиц. В частности, энергетические потери на излучение для протона меньше энергии, излученной электроном в том же поле, примерно в  $(m_p/m_e)^2 \approx 3.4 \cdot 10^6$  раз. Радиационное излучение становится основным механизмом потерь при достижении энергий выше т.н. критической - энергии, при которой потери на ионизацию и на излучение становятся сравнимыми:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{изл}}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}} = 1 = \frac{Z \cdot E_c}{600}$$

где,  $Z$  – заряд среды,  $E_c$  – критическая энергия. Для тяжелых частиц критическая энергия находится в области очень высоких значений энергий.

На рисунке 1 в области энергий выше  $\sim 300$  ГэВ радиационные потери мюонов в меди становятся сравнимы с ионизационными потерями, а при еще более высоких энергиях начинают доминировать, становясь главным источником энергетических потерь.

Расстояние, на котором энергия электрона уменьшается из-за радиационных потерь в  $e$  раз, называется *радиационной длиной*  $X_0$ .

### **б. Взаимодействие гамма-квантов с веществом.**

Гамма-кванты при взаимодействии с веществом участвуют в 3-х основных процессах: фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар.

**Фотоэффект** – процесс, в котором гамма-квант передаёт всю свою энергию связанному в атоме электрону. В результате электрон может вылететь за пределы атома с кинетической энергией, составляющей разницу между энергией гамма-кванта и потенциалом ионизации атома. Сечение фотоэффекта:

$$\sigma_{\text{фот}} \sim Z^5 / E_\lambda^{7/2} (E_\gamma) \quad (3)$$

**Эффект Комптона** – рассеяние гамма кванта в среде (в основном на электронах атомов), при котором изменяется длина волны излучения, т.е. электронам передаётся только часть энергии гамма-кванта. Сечение эффекта Комптона:

$$\sigma_{\text{компт}} \sim Z / E_\gamma \quad (4)$$

**Образование электрон-позитронных пар** гамма-квантом происходит в кулоновском поле ядер или электронов атомов при достаточно высокой энергии. Пороговая энергия, необходимая для образования пары в поле ядра  $E_0 \approx 2m_e c^2 \approx 1.02 \text{ МэВ}$ , в кулоновском поле электрона  $E_0 \approx 4m_e c^2 \approx 2.04 \text{ МэВ}$ . Сечение образования электрон-позитронных пар:

$$\sigma_{\text{пар}} \sim Z^2 \ln 2E_\gamma \quad (5)$$

Основной механизм взаимодействия гамма-квантов с веществом: в области малых энергий - фотоэффект, в промежуточной области энергий – эффект Комптона, в области

высоких энергий – рождение электрон-позитронных пар. Граничные значения энергии между этими областями зависят от среды.

### ***в. Формирование электромагнитных и адронных каскадов.***

**Электромагнитные каскады** (электронно-фотонные ливни) инициируются в веществе лёгкими частицами или гамма-квантами высоких энергий, когда процессы тормозного излучения и образования электрон-позитронных пар доминируют над остальными. Если электрон высокой энергии попадает в вещество, происходит испускание фотона тормозного излучения, который далее способен родить электрон-позитронную пару. Компоненты пары вновь испускают тормозные фотоны и т.д. Процесс "размножения" частиц нарастает лавинообразно до тех пор, пока энергия рождающихся частиц не упадёт до критической энергии электронов, когда преимущественно они будут испытывать ионизационные потери.

Число частиц в электромагнитных каскадах на глубине  $x$ , выраженной в радиационных единицах длины, в начале ливня растёт как  $N(x) = 2^x$ , а энергия, уносимая каждой частицей, уменьшается как  $E(x) = E_0/2^x$  ( $E_0$  – энергия частицы, инициировавшей ливень). Максимальное число частиц в каскаде образуется при  $x_{max} = \ln(E_0/E_c)/\ln 2$ , полное число частиц будет  $\sim 2E_0/E_c$  а полная длина электромагнитного каскада  $\sim E_0 X_0/E_c$ .

Электромагнитные ливни могут образовывать и более тяжёлые заряженные частицы, например мюоны, которые при энергии выше критической рожают тормозные фотоны, которые далее образуют электрон-позитронные пары. Однако, как обсуждалось выше, с увеличением массы сечение тормозного излучения падает, а значит, образование электромагнитных каскадов ядрами становится крайне маловероятно.

Отметим пространственные особенности в развитии электромагнитных ливней. Во-первых, из-за многократного кулоновского рассеяния электронов и Комpton-эффекта фотонов, каскады развиваются как в продольном, так и в поперечном направлении, однако поперечный размер ливня много меньше продольного. Во-вторых, электромагнитные ливни развиваются быстро и на небольшой глубине, обычно поглощаясь в слое вещества толщиной несколько десятков сантиметров.

**Адронные каскады** (адронные ливни) – это поток вторичных частиц (как адронов, так и лептонов), возникающий при взаимодействии попавшего в вещество адрона с нуклонами или ядрами окружающей среды. В результате взаимодействия происходит множественное выбивание нуклонов (протонов и нейтронов) или кластеров нуклонов (дейтронов, альфа-частиц и др.) из ядра-мишени. При этом часть энергии ливня тратится на энергию связи нуклонов ( $\sim 8$  МэВ). Эти потери вносят вклад в так называемую невидимую энергию, которую нельзя зафиксировать. Кроме того, рождаются заряженные и нейтральные  $\pi$  и  $\eta$ -мезоны, если энергия выше порога их образования. Заряженные пионы распадаются на мюоны и мюонные (анти) нейтрино; мюоны распадаются на электроны или позитроны и электронное (анти) нейтрино. Зафиксировать энергию нейтрино также крайне сложно. Примерно  $1/3$  от полного числа рождённых пионов составляют нейтральные, распадающиеся с испусканием фотонов недалеко от точки рождения. Они, в свою очередь, сравнительно быстро конвертируются в электрон-позитронную пару, давая начало электронно-фотонному ливню. Т. о., в результате взаимодействия наряду с адронной, развивается и электромагнитная компонента (смешанный ливень).

Доля энергии, уносимая дочерними частицами, достигает в среднем в нуклон-нуклонных взаимодействиях 50%, причём 25-30% от этого значения составляет энергия нейтральных пионов. Остальную энергию ( $\approx 50\%$ ) сохраняет частица той же природы, что и первичная, или близкая к ней по кварковому составу. Такие частицы называются лидирующими. Вызывая развитие электронно-ядерных каскадов в веществе, лидирующие частицы увеличивают проникающую способность адронов.

В силу своей природы в отличие от электромагнитного каскада адронный ливень более широкий и проникает гораздо глубже в толщу вещества. Однако аналогично радиационной длине можно ввести длину ядерного взаимодействия  $\lambda_n$ , но другого масштаба. Так для поглощения 95% ливня, вызванного  $\pi^-$ -мезоном с энергией 300 ГэВ в уране, требуется около 80 см, в то время как для электрона той же энергии 10 см будет достаточно. Отметим, что длина ядерного взаимодействия приблизительно пропорциональна радиусу ядер среды  $\lambda_n \approx 35A^{1/3}$  [Г/см<sup>2</sup>].

## II. Магнитный спектрометр «ПАМЕЛА».

«ПАМЕЛА» (от англ. PAMELA – a Payload for Antimatter Matter Exploration and Light nuclei Astrophysics) - это спутниковый эксперимент, предназначенный для прецизионных измерений потоков заряженных частиц и античастиц в космическом излучении. Научная аппаратура «ПАМЕЛА» расположена внутри герметичного контейнера на борту спутника «Ресурс ДК-№1» [1]. 15 июня 2006 г. он был выведен на эллиптическую околополярную орбиту с перигеем 350 км, апогеем 600 км и наклоном  $\sim 70^\circ$ . В сентябре 2010 г. орбита была изменена на околокруговую с высотой от 590 до 610 км. Научная аппаратура включает набор детекторных систем, служащих для идентификации типа частицы, измерения величины и знака заряда, жёсткости, скорости, массы и энергии частиц.

В состав научной аппаратуры входят [2] (рисунок 2):

1. Магнитный спектрометр (трековая система 6 и постоянный магнит 7). Магнитная система предназначена для измерения импульса частиц по отклонению их траектории в магнитном поле с напряжённостью 0.43 Тл, создаваемом постоянным магнитом. Для определения отклонения, внутри магнита размещена трековая система или трекер, которая состоит из шести плоскостей высокоточных кремниевых микростриповых детекторов, измеряющих координаты прохождения частиц через прибор с пространственным разрешением 3.0 мкм в отклоняющей (X) проекции и 11.5 мкм в другой (Y) проекции. **Магнитная жёсткость** - величина, характеризующая движение заряженной частицы в постоянном во времени магнитном поле и определяемая по формуле  $R=pc/Ze$ , где  $p$  - импульс заряженной частицы;  $c$  - скорость света в вакууме;  $Ze$  - заряд частицы (измеряется в Вольтах). Частицы с одинаковой жесткостью имеют одинаковые радиусы кривизны траектории в магнитном поле. Максимальная регистрируемая жесткость (MDR), для которой относительная ошибка измерения составляет 100%, равна  $\approx 1$  ТВ. Геометрический фактор спектрометра 21.5 см<sup>2</sup>ср.

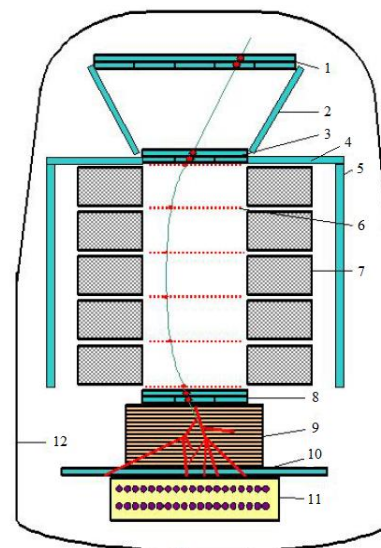


Рис. 2. Физическая схема спектрометра «ПАМЕЛА».

2. *Времяпролетная система (ВПС) 1(S1), 3(S2), 8(S3)*. Функции: выработка первичного триггера научной аппаратуры, измерение времени пролета частиц через спектрометр с использованием различных комбинаций детекторов системы для определения скорости, подавление фоновых и альбедных частиц. ВПС включает в себя шесть плоскостей твердых пластических сцинтилляторов, сгруппированных попарно, и разделённых на взаимно ортогональные (в каждой паре) полосы. S11 – 8 полос; S12 – 6 полос; S21 – 2 полосы; S22 – 2 полосы; S31 – 3 полосы; S32 – 3 полосы. Временное разрешение для однозарядных частиц ~250 пс, для частиц с большим зарядом оно улучшается и для углерода составляет ~70 пс.

3. *Система антисовпадений (АС) 2(CAT), 4(CARD), 5(CAS)*. Служит для определения срабатываний, которые выработаны вторичными частицами, рождёнными в контейнере или механических частях прибора. НА «ПАМЕЛА» включает несколько систем антисовпадений, которые покрывают бока и верх магнита, а также окружают объём между первыми двумя времяпролетными плоскостями.

4. *Электромагнитный калориметр 9*. Прибор предназначен для разделения электронов/позитронов и антипротонов/протонов, а также измерения энергии взаимодействующих в нём частиц. Калориметр состоит из 44 плоскостей односторонних кремниевых позиционно-чувствительных детекторов, чередующихся с 22 пластинами вольфрамового поглотителя, что составляет ~16.3 радиационных и ~0.6 ядерных длин. Такие характеристики позволяют проводить дискриминацию частиц на основе анализа трехмерной картины развития адронных и электромагнитных ливней внутри калориметра.

5. *Сцинтилляционный детектор С4 10*. Детектор служит для улучшения электрон-адронного разделения при высоких энергиях по измерению энерговыделения ливней, вышедших за пределы калориметра.

6. *Нейтронный детектор 11*. Детектор служит для улучшения электрон-адронного разделения при высоких энергиях посредством измерения числа нейтронов, рождённых при взаимодействии в калориметре.

Прибор имеет массу 470 кг, габариты 123x89x91 см и потребляет мощность 355 Вт.

Магнитный спектрометр «ПАМЕЛА» измеряет энергетические спектры и временные профили следующих частиц:

Антипротонов в диапазоне энергий 60 МэВ – 350 ГэВ

Позитронов в диапазоне энергий 50 МэВ – 350 ГэВ

Электронов в диапазоне энергий 50 МэВ – 650 ГэВ

Протонов в диапазоне энергий 60 МэВ – 1.2 ТэВ

Электронов + позитронов с энергиями до 2 ТэВ

Легких ядер в диапазоне энергий (до  $Z = 6$ ) 100 МэВ /н. – 250 ГэВ /н.

### III. Вопросы для допуска к выполнению лабораторной работы.

- Взаимодействие частиц и излучения с веществом:
  - ионизационные и радиационные потери заряженных частиц;
  - взаимодействие гамма-квантов с веществом;
  - формирование электромагнитных и адронных каскадов в протяжённых средах.
- Магнитная жёсткость: физический смысл и связь с кривизной траектории частицы в магнитном поле.
- Устройство магнитного спектрометра ПАМЕЛА, назначение каждой из детекторных систем.

- Какие детекторы измеряют ионизационные потери заряженных частиц?
- Какие детекторы позволяют определить:
  - скорость,
  - жёсткость,
  - импульс,
  - кинетическую энергию,
  - массу частицы?

#### IV. Интерфейс.

Для запуска интерфейса лабораторной работы в командной строке MatLab выполните V10(1).

Интерфейс лабораторной работы по изучению методов идентификации электронов, позитронов, протонов и ядер в магнитном спектрометре для космофизических измерений представлен на рис.3.

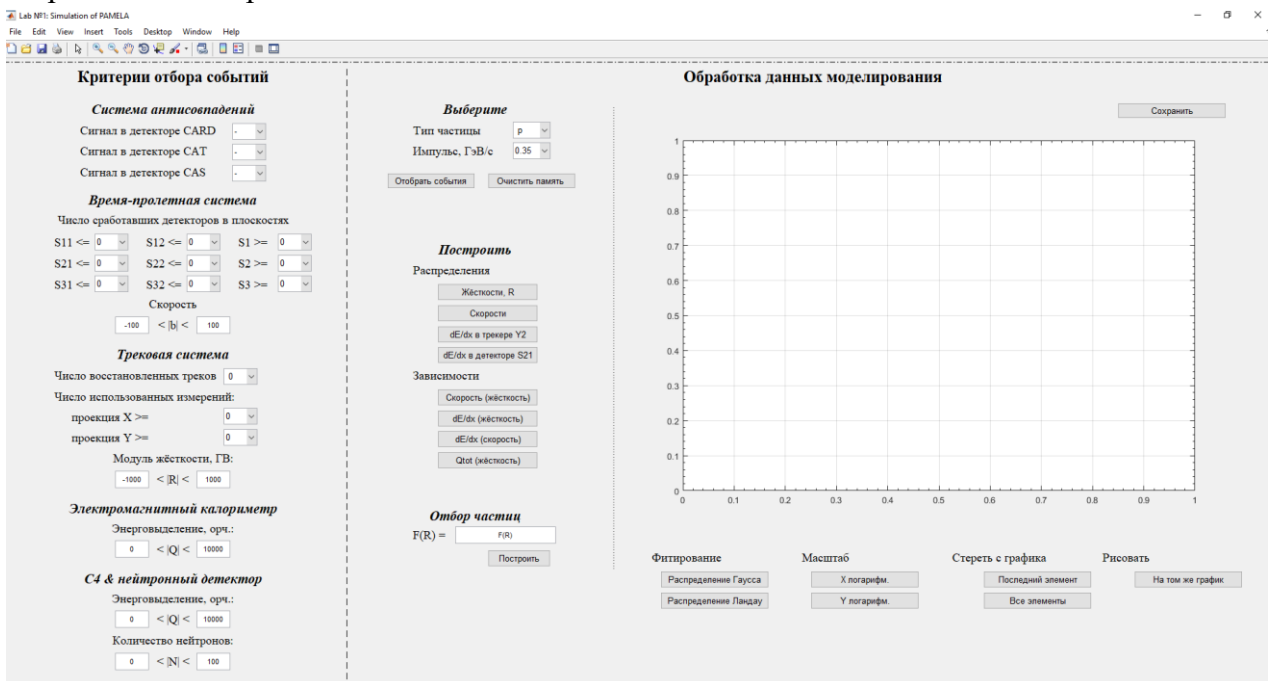


Рис. 3. Интерфейс лабораторной работы.

В левой части окна находится раздел «Критерии отбора событий» (рис. 3), поля которого позволяют установить критерии отбора событий опираясь на данные каждого детектора спектрометра ПАМЕЛА.

##### Система антисовпадений

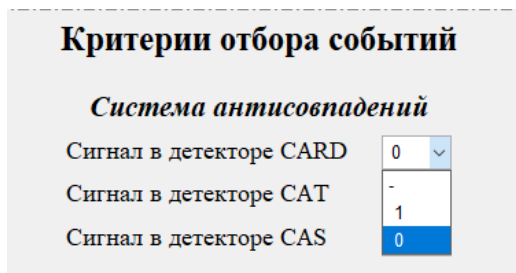


Рис. 4. Выбор значения критериев для детекторов системы АС.

Критерии отбора событий вырабатываемые в системе антисовпадений, позволяют исключить фоновые события, приходящие вне апертуры прибора. В интерфейсе можно выбрать наличие или отсутствие сигнала в каждом детекторе системы антисовпадений (CAT верхний, CARD – окружает объем между S1 и S2 плоскостями ВПС, CAS-боковой). Для этого нажмите на



галочку в форме рядом с надписью: «Сигнал в детекторе CARD» и выберете в выпадающем списке одно из следующих значений (рис.4):

«-» - требования к наличию или отсутствию сигнала в детекторе не предъявляются;

«1» - есть сигнал в детекторе;

«0» - нет сигнала в детекторе.

Аналогично для форм «Сигнал в детекторе CAT» и «Сигнал в детекторе CAS».

### **Время-пролетная система**

Для подавления фоновых частиц нужно установить число сработавших детекторов (полос) в плоскостях ВПС. Для этого, в выпадающем списке в форме рядом с названием соответствующей плоскости нужно выбрать число сработавших полос (рис.5). Обратите внимание, что в интерфейсе для выбора стоит знак «<=» (меньше или равно), что означает что выбирается число плоскостей меньшее или равное указанному. Например, если выбрать для плоскости S11 значение «1», то это означает, что критерии отбора пройдут события с числом сработавших детекторов 0 и 1. Если выбрать аналогичное значение для сгруппированной с ней плоскости S12, то может так случиться что, отберутся события, в которых не было ни одного срабатывания в паре сгруппированных плоскостей, что не позволит точно определить время пролета и как следствие скорость. Для того чтобы избежать этого нужно использовать дополнительный критерий отбора S1, в котором выбирается логическая сумма значений критериев S11 и S12. Например, значение  $S1 \geq 1$  означает, что сработал хотя бы один детектор S11 или S12. Аналогично и для других пар плоскостей ВПС.

Критерий отбора «Скорость» предназначен для дополнительного отбора событий по модулю скорости, для этого введите с клавиатуры в левое поле значение модуля скорости от -100 до 0, а в правое от 0 до 100

### **Трековая система**

Критерий «Число восстановленных треков по трековой системе» позволяет отсеять вторичные рожденные в результате взаимодействий в детекторе события (рис.б. слева), для того чтобы точно узнать характеристики первичной частицы. Для этого, в выпадающем списке в форме рядом с названием «Число восстановленных треков по трековой системе» выберете подходящее количество треков как это показано на рис. б справа.

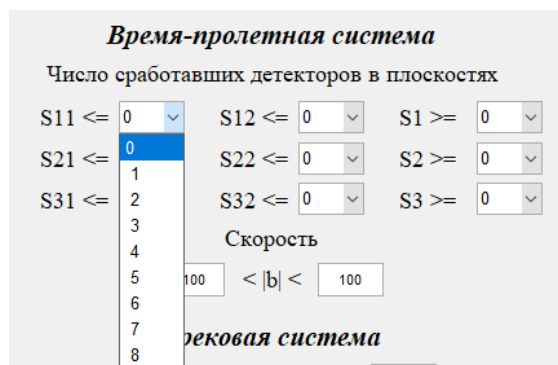


Рис. 5. Выбор значения критериев для детекторов ВПС.

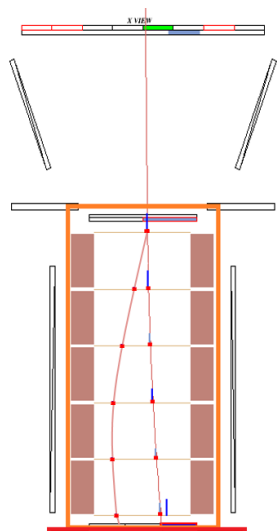


Рис. 6. Критерии отбора по трековой системе: Выбор числа восстановленных треков.

Заряженная частица в магнитном поле трековой системы отклоняется и летит по искривлённой траектории. В проекции «X» трековой системы восстанавливается окружность, а в проекции «Y» - прямая. Для того чтобы выбрать точность восстановления траектории частицы нужно в выпадающем списке рядом с названием каждой проекции выбрать число сработавших плоскостей трековой системы.

Для дополнительного отбора частиц по модулю жёсткости, используйте критерий «Модуль жёсткости, ГВ» и введите с клавиатуры значения от -1000 до 0 в левое поле и от 0 до 1000 в правое.

#### Дополнительные критерии отбора

Для того чтобы отобрать события по энерговыделению в калориметре используйте критерий «Энерговыделение, орч.» (Рис. 8). В разделе «**Электромагнитный калориметр**» введите с клавиатуры в соответствующие поля значения от 0 до 10000 орч.<sup>1</sup>

Для разделения высокоэнергетичных частиц, образующих ливни, выходящие за пределы калориметра, используйте критерий отбора «Энерговыделение, орч.». В разделе «**C4 & нейтронный детектор**» введите с клавиатуры в соответствующие поля значения от 0 до 10000 орч. (Рис. 8). Для отбора событий по числу нейтронов, рождённых в результате взаимодействий в калориметре используйте критерий «Количество нейтронов», для этого введите в соответствующие формы значения от 0 до 100. (Рис. 8).

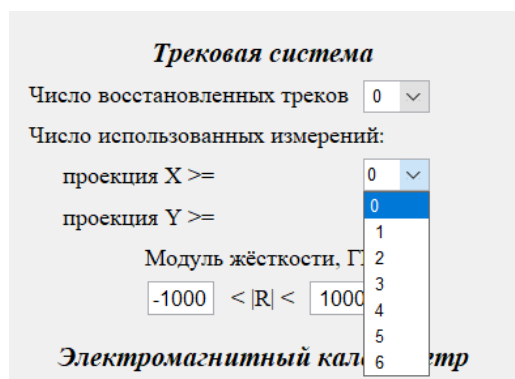
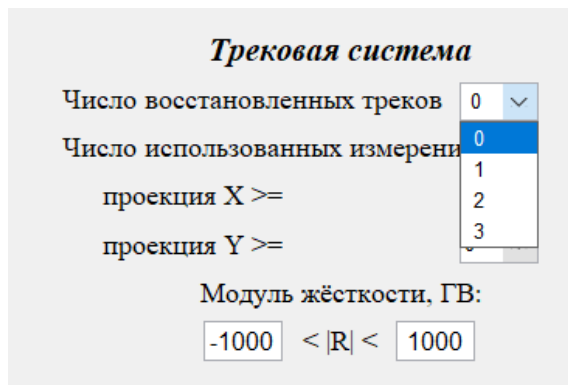


Рис. 7. Критерии отбора по трековой системе: выбор точности восстановления трека.

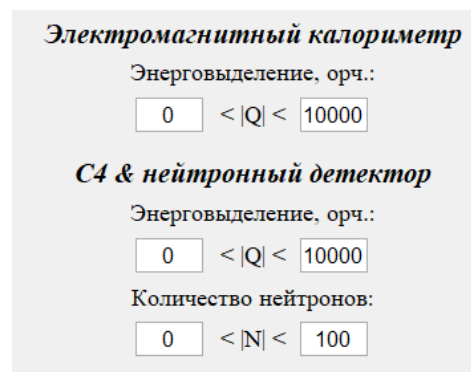


Рис. 8. Дополнительные критерии отбора.

<sup>1</sup> орч. – сокращение от одиночная релятивистская частица. Так называют релятивистские частицы с энергией  $E > Mc^2$ , их удельные потери  $dE/dx$  почти не зависят от энергии.

Оставьте дополнительные значения дополнительных критериев по умолчанию, если отбор по ним не требуется.

### Физический анализ событий

**Выберите**

Тип частицы

Импульс, ГэВ/c

Отобразить события Очистить память

**Построить**

Распределения

Жёсткости, R

Скорости

dE/dx в трекаре Y2

dE/dx в детекторе S21

Зависимости

Скорость (жёсткость)

dE/dx (жёсткость)

dE/dx (скорость)

Qtot (жёсткость)

**Отбор частиц**

F(R) =

Построить

Рис. 9. Физический анализ событий. Сверху – форма для выбора типа и импульса частицы, посередине – кнопки для анализа отобранных событий, снизу – форма для дополнительного отбора частиц при помощи функции светосилы.

В центральной части окна находится раздел, посвященный выбору типа частицы и физическому анализу событий (рис. 9).

В выпадающем списке рядом с надписью «Тип частицы» выберите тип частицы: протон («p»), ядро гелия-4 («He») или позитрон ( $e^+$ ). Затем в выпадающем списке ниже рядом с надписью «Импульс, ГэВ/с» выберите значение импульса частицы или диапазон импульсов и нажмите кнопку «Отобразить события». Перед новым отбором для очистки памяти нажмите кнопку «Очистить память».

Интерфейс лабораторной работы позволяет построить распределения (рис. 9) отобранных событий по жёсткости (кнопка «Жёсткости, R»), скорости измеренной в ВПС (кнопка «Скорости»), ионизационных потерь, измеренных в одной из плоскостей трековой системы (кнопка «dE/dx в трекаре Y2»), а также ионизационных потерь, измеренных в одной из плоскостей время – пролетной системы (кнопка «dE/dx в детекторе S21»). Также для анализа отобранных событий можно построить зависимости (рис.9): скорости от жёсткости (кнопка «Скорость (жёсткость)»), ионизационных потерь, измеренных при помощи ВПС от жёсткости (кнопка «dE/dx(жёсткость)»), ионизационных потерь, измеренных при помощи магнитно-трековой системы от скорости (кнопка «dE/dx(скорость)») и энерговыделения в калориметре от жёсткости (кнопка «Qtot (жёсткость)»).

Для дополнительного отбора при помощи функции светосилы введите её в поле рядом с надписью «F(R) =» и нажмите кнопку «Построить».

В правой части графического интерфейса лабораторной работы отображаются построенные распределения и зависимости, их можно сохранить при помощи кнопки «Сохранить» сверху справа (рис. 10).



Рис. 10. Область построения графиков.

Построенные гистограммы можно фитировать распределением Гаусса и распределением Ландау, используя для этого кнопки «Распределение Гаусса» и «Распределение Ландау». Пример использования фитирования распределением Гаусса показан на рис. 11 (красная линия),  $\mu$  (математическое ожидание, среднее значение) и  $\sigma$  (среднеквадратическое отклонение) – параметры функции распределения, аналогично для фитирования распределением Ландау.



Рис. 11. Пример фитирования распределением Гаусса.

Для наглядности графиков кнопки «X логарифм.» и «Y логарифм.» под надписью «Масштаб» позволяют изменить масштаб осей X и Y на логарифмический (рис. 10). После нажатия на кнопку «X логарифм.» масштаб оси X изменится на логарифмический, а надпись на кнопке изменится на «X линейный» и теперь эта кнопка позволит вернуть оси X линейный масштаб (рис. 12).

Кнопками под надписью «Стереть с графика»: «Последний элемент» и «Все элементы» можно удалить из области построения графиков последний элемент и все элементы соответственно. Распределения и зависимости можно строить на одном и том же графике с помощью кнопки «На том же графике» (рис. 10) после нажатия этой кнопки надпись на ней изменится на «На новом графике» (теперь эта кнопка позволит строить распределения и зависимости на новом графике (рис. 12)).

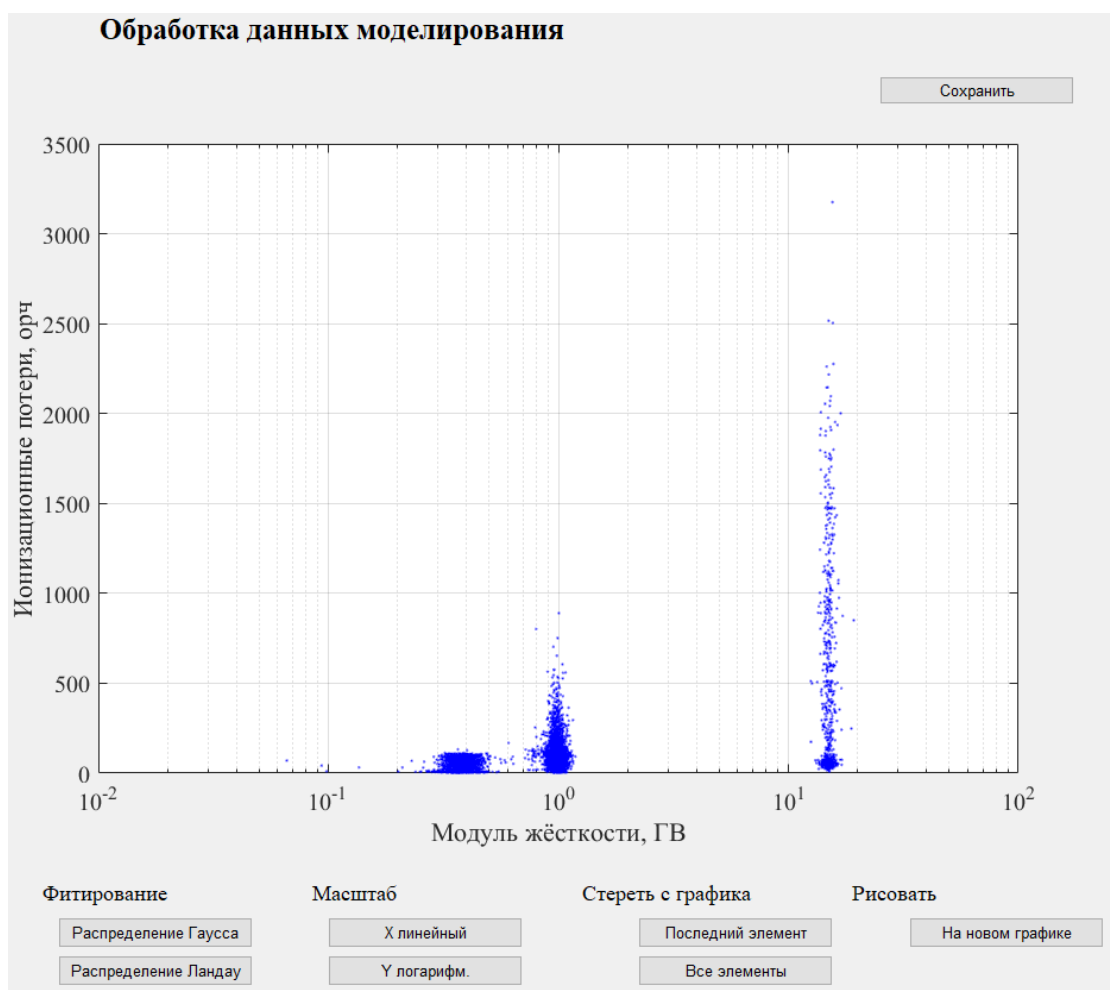


Рис. 12. Пример использования логарифмического масштаба.

## V. Порядок выполнения лабораторной работы.

Сегодня моделирование Монте-Карло регистрации частиц научной аппаратурой широко используется физиками для создания критериев отбора полезных событий, расчёта характеристик прибора и его отклика на частицы определённого сорта и энергии. Важно, что в этом случае тип и энергия моделируемых частиц известны, а взаимодействия с веществом определяются весьма реалистичными вероятностными моделями в зависимости от сечений известных физических процессов.

В лабораторной работе используются данные моделирования Монте-Карло прохождения протонов (p), ядер гелия-4 ( $\text{He}^4$ ) и позитронов ( $e^+$ ) через магнитный спектрометр «ПАМЕЛА» в среде Geant4.

**Задача студента** – научиться использовать эти данные для идентификации частиц разного сорта и энергии с помощью детекторов, входящих в состав магнитного спектрометра «ПАМЕЛА», а также рассчитывать такие характеристики приборов, как энергетическое разрешение и светосила.

1. Выработать базовые критерии отбора, необходимые для идентификации полезных событий магнитным спектрометром «ПАМЕЛА».

Критерии должны позволить

- исключить фоновые события, которые приходят вне апертуры прибора или рождаются в контейнере или конструктивных частях внутри и около прибора;
- определить основные физические характеристики частиц (тип, скорость, жёсткость).

Согласовать критерии отбора с преподавателем.

Ввести критерии отбора в интерфейсе лабораторной работы в раздел «Критерии отбора событий».

2. Определить энергетическое разрешение трековой системы для позитронов, протонов и ядер гелия в зависимости от их энергии.

- 2.1. Выбрать тип и импульс частиц из вариантов, предлагаемых в соответствующих списках. Рекомендуется начать выполнение работы с выбора протонов с импульсом 0.5 ГэВ/с.

- 2.2. Отобрать события из файла моделирования согласно установленным критериям для выбранных частиц, нажав кнопку «Отобрать события». Слева от кнопки будет выведено их число. Удалить выборку событий можно с помощью кнопки «Очистить память».

- 2.3. Энергетическое разрешение трековой системы:

- 2.3.1. построить для отобранных событий распределение жёсткостей, измеренных трековой системой, нажав на кнопку «Жёсткости, R» (под надписью: «Построить») в центральной части окна см. рис. 9.

- 2.3.2. фитировать полученную гистограмму распределением Гаусса;

- 2.3.3. записать параметры распределения - среднеквадратическое отклонение  $\sigma$  ( $\sigma^2$  - дисперсия) и математическое ожидание  $\mu$  (среднее или наиболее вероятное значение ( $\text{mpv}$ )).

- 2.4. Выполнить пункты 2.1-2.3 для всех частиц и всех доступных значений жёсткости.

Сохранить по одному рисунку для каждого типа частиц и объяснить отличия.

- 2.5. Обработка данных.

- 2.5.1. Построить зависимости следующих величин от истинной жёсткости частиц:

- наиболее вероятного значения  $\mu$  распределения измеренной жёсткости;
- стандартного отклонения  $\sigma$  распределения измеренной жёсткости.

- 2.5.2. Объяснить полученные результаты.

3. Флуктуации энергетических потерь на ионизацию среды.

- 3.1. Для протонов с жёсткостью 2 ГВ построить следующие распределения и фитировать их поочередно распределениями Ландау и Гаусса:
  - ионизационных потерь в плоскости ВПС S21, нажав кнопку «dE/dx в детекторе S21» (под надписью: «Построить») в центральной части окна см. рис. 9.;
  - ионизационных потерь в плоскости трековой системы, нажав кнопку «dE/dx в трекаре Y2» (под надписью: «Построить») в центральной части окна см. рис. 9.
- 3.2. Сохранить рисунки. Сделать выводы.
4. Использование измерений жёсткости и скорости для идентификации частиц.
  - 4.1. Для каждого типа частиц (последовательно для протонов, ядер гелия и позитронов) и всех энергий построить зависимость измеренной времяпролетной системой скорости от измеренной трековой системой жёсткости. Для того, чтобы все зависимости отображались на одном графике должна быть нажата кнопка «На том же графике», а за само построение отвечает кнопка «Скорость (жёсткость)» (расположена под надписью «Зависимости» в центральной части окна см. рис 9).
  - 4.2. Подобрать масштаб и сохранить рисунок.
  - 4.3. Сделать вывод о возможности идентификации частиц с помощью данной зависимости.
5. Использование зависимости ионизационных потерь от жёсткости для определения абсолютной величины заряда частиц.
  - 5.1. Для каждого типа частиц (последовательно для протонов, ядер гелия и позитронов) и всех энергий построить распределение средних ионизационных потерь в кремниевых стриповых плоскостях трековой системы от измеренной трековой системой жёсткости. Для этого должна быть нажата кнопка «На том же графике», а за само построение отвечает кнопка «dE/dx (жёсткость)».
  - 5.2. В форму дополнительного отбора частиц, расположенную в центральной части окна после надписи: «Отбор частиц» введите функцию зависимости светосилы от жесткости «F(R) =», и постройте на графике dE/dx(R) линии, ограничивающие область протонов и область ядер гелия сверху и снизу. Для отображения линий нажмите кнопку «Построить». Кнопки под надписью: «Стереть с графика» позволят удалить линию, если она окажется неудачной (кнопка «Последний элемент»).
  - 5.3. Подобрать масштаб и сохранить рисунок.
  - 5.4. Сделать вывод о возможности идентификации частиц с помощью данной зависимости.
6. Использование зависимости полного энергосодержания в калориметре от жёсткости для разделения протонов и позитронов высоких энергий.
  - 6.1. Для каждого типа частиц (последовательно для протонов, ядер гелия и позитронов) и всех энергий построить зависимость полного энергосодержания в калориметре от измеренной трековой системой жёсткости. Для этого должна быть нажата кнопка «На том же графике», а за само построение отвечает кнопка «Q<sub>tot</sub> (Жёсткость)».
  - 6.2. Подобрать масштаб и сохранить рисунок.
  - 6.3. Сделать вывод о возможности идентификации частиц с помощью данной зависимости.

7. Рассчитать светосилу прибора для протонов и ядер гелия при установленных базовых критериях и дополнительном критерии отбора в зависимости от жесткости.

7.1. Светосила – это физическая величина, которая позволяет связать число частиц, зарегистрированных прибором (зависит от свойств самого прибора и критериев отбора событий) и реальное число частиц, прошедших через площадку над ним (универсальная величина, которая может быть измерена в разных экспериментах). Светосила даётся формулой:

$$S_{\text{площадки}} = \pi \cdot s;$$
$$S_{\text{прибора}} = \pi \cdot s \frac{N}{N_0};$$

Учтем, что частицы бросают на детектор под углом  $20^\circ$

$$S_{\text{прибора}} = \pi \cdot s \cdot \sin^2 20^\circ \frac{N}{N_0}; \quad (6)$$

где  $s$  – размер площадки, через который проводилось моделирование ( $60 \times 60 \text{ см}^2$ );  $N$  – количество отобранных в моделировании событий, а  $N_0$  – полное количество моделируемых событий.

Тогда поток частиц через единичную площадку в элементе телесного угла может быть вычислен по формуле:

$$F = \frac{M}{S_{\text{прибора}} \cdot \Delta T \cdot \Delta E}, \quad (7)$$

где  $M$  – количество отобранных в эксперименте событий,  $\Delta T$  - время измерения (с),  $\Delta E$  - ширина энергетического канала (эВ). Если  $M=N$ , то в числителе формулы (7) окажется  $N_0$ , а в знаменателе вместо светосилы прибора - светосила площадки.

- 7.2. Последовательно для протонов и ядер гелия всех энергий провести отбор событий при установленных базовых критериях и дополнительном критерии ( $dE/dx(R)$ ). Записать количество подходящих событий и общее число моделируемых событий.
- 7.3. По формуле (6) с учётом погрешности рассчитать светосилу прибора для протонов и ядер гелия.
- 7.4. Построить зависимость светосилы для протонов и ядер от истинной жёсткости частиц.
- 7.5. Объяснить характер поведения зависимостей и причины отличия светосилы протонов и ядер гелия.

## VI. Содержание отчета по лабораторной работе и список контрольных вопросов.

1. Цель работы.
2. Схема магнитного спектрометра «ПАМЕЛА» с обозначением всех детекторов.
3. Список базовых критериев отбора событий и аргументы в пользу их выбора.
4. Для каждого типа частиц привести по одному примеру распределения жёсткостей, измеренных трековой системой. Объяснить отличия для разных сортов частиц.



5. Таблица значений параметров распределений жёсткостей, измеренных трековой системой - среднеквадратического отклонения  $\sigma$  и математического ожидания  $\mu$ .
6. Зависимости энергетического разрешения  $\sigma$  от жёсткости  $R$  для частиц разного типа. Сравнить зависимости для разных сортов частиц и объяснить отличия. Путём экстраполяции зависимости  $\sigma(R)$  в область высоких энергий, найти величину MDR – максимально допустимой измеряемой жёсткости.
7. Зависимости  $\mu(R)$  для частиц разного типа. Сравнить зависимости для разных сортов частиц и объяснить отличия. Почему для протонов зависимость  $\mu(R)$  становится нелинейной в области малых значений  $R$ ? Будет ли наблюдаться схожий эффект для ядер гелия?
8. Распределение ионизационных потерь в плоскости ВПС и распределение ионизационных потерь в плоскости трековой системы, фитированные поочередно распределениями Ландау и Гаусса. Сравнить распределения между собой, объяснить отличия и сделать вывод об их форме в каждом случае.
9. Зависимость измеренной времяпролетной системой скорости от измеренной трековой системой жёсткости для каждого типа частиц и всех доступных энергий. Объяснить, как с помощью измерений скорости и жесткости определить тип частицы. При каких энергиях это невозможно?
10. Зависимость средних ионизационных потерь в кремниевых стриповых плоскостях трековой системы от измеренной трековой системой жёсткости для каждого типа частиц и всех доступных энергий с линиями, ограничивающими область протонов и область ядер гелия сверху и снизу. Объяснить, как с помощью измерений ионизационных потерь и жесткости определить тип частицы. При каких энергиях это невозможно?
11. Зависимость полного энергосодержания в калориметре от измеренной трековой системой жёсткости для каждого типа частиц и всех доступных энергий. Объяснить, как с помощью измерений полного энергосодержания в калориметре и жесткости определить тип частицы. При каких энергиях это невозможно?
12. Что такое светосила? Зависимость светосилы для протонов и ядер гелия от истинной жёсткости частиц. Объяснить форму зависимости.

## VII.Рекомендуемая литература

1. К.Н. Мухин, Экспериментальная ядерная физика. Т. 1. Физика атомного ядра. М.:Лань, 2008.
2. P. Picozza, A.M. Galper et al PAMELA – A payload for antimatter matter exploration and light-nuclei astrophysics. Astroparticle Physics, 2007, V. 27, PP. 296–315
3. А.П. Абрамов, Ю.А. Казанский, У.С.Матусевич. Основы экспериментальных методов ядерной физики. 3-е изд., перераб. и доп. - М.:Атомиздат, 1985.
4. <http://geant4.cern.ch/>