

Ядерный практикум.

Космические лучи.

Целью данной работы является изучение свойств космического излучения и его взаимодействия со средой, а также взаимодействия тяжелых заряженных частиц высоких энергий с веществом. Будет изучено взаимодействие первичного излучения с верхними слоями атмосферы и образование широких атмосферных ливней(ШАЛ), а также компоненты вторичного излучения, которые детектируются на Земле.

Задача состоит из двух экспериментов. Цель первого эксперимента состоит в детектировании летящих из космоса лептонов. В ходе выполнения работы будут получены данные по поглощению мюонов свинцом и определена общая интенсивность космического излучения на уровне моря. Во втором эксперименте будет изучено взаимодействие заряженных высокоэнергетических частиц с веществом, будет проведен поиск взаимодействие антипротонов с протонами и нейтронами и определено сечение взаимодействия данных реакций.

Содержание

1. Введение.

1.1 История открытия космических лучей.

1.2 Фундаментальные частицы и взаимодействия.

1.3 Состав космического излучения.

1.4 Сечения в сильных взаимодействиях.

2. Экспериментальная установка.

2.1 Детектирование лептонного потока.

2.2 Просмотровый стол.

2.3 Инструкция по просмотру снимков пузырьковой камеры.

3. Выполнение задачи.

3.1 Инструкция по выполнению задачи с детектированием потока лептонов.

3.2 Инструкция по выполнению задачи с просмотром столом.

4. Контрольные вопросы.

1. Введение.

1.1 История открытия космических лучей.

Люди всегда смотрели на звезды и пытались изучить космос. В 1609 году итальянским астрономом Галилео Галилеем был создан первый телескоп, что положило начало к исследованию космоса оптическими методами. Однако отсутствие знаний о структуре вещества мешало человечеству понять структуру звезд и космического излучения. Первые серьезные изыскания в области ядерной физики и астрофизики были получены в конце 19 века начале 20 века. Вскоре после открытия радиоактивности Антуаном Беккерелем было обнаружено, что электроскопы быстрее разряжаются в присутствие радиоактивного материала, что привело к предположению что ионизация воздуха связано с реакциями, происходящими воздухе. А в 1901 году - Чарльз Вильсон предположил что ионизация связана с частицами прилетающими из космоса.

В ряде экспериментов, проведенных Кольхерстером, Гоккелем, Гессом, были получены сведения, которые подтверждают гипотезу о проникающем излучении, идущем сверху и ослабляющемся при взаимодействии с атмосферой.

В 1911 году Виктор Гесс совершил два полета на воздушном шаре, где при помощи электроскопа на высоте 1100 м провел измерения, и хотя серьезного различия между интенсивностью фона на этой высоте и на поверхности земли обнаружено не было, это лишь указывало на наличие источников радиации в земной коре, но не опровергла теорию о потоках частиц из космоса. В 1912 году на высоте 4000 м Гессом было обнаружено двукратное увеличение ионизацией, что подтвердило зависимость её от высоты. В 1914 году Вернер Кольстер подтвердил выводы Гесса проведя измерения на высоте 9 км.

Однако одних ионизационных детекторов недостаточно для изучения природы космического излучения. В 1927 году Д.В. Скобельцын провел наблюдения треков релятивистских частиц из атмосферы в газовой камере Вильсона. Этот эксперимент подтвердил предположение, что в космическом излучении присутствуют как положительно, так и отрицательно заряженные частицы. С использованием камеры Вильсона было обнаружено новое явление — образование ливней, состоящих из различных заряженных частиц. В 1933 году Андерсен открыл позитрон в составе космических лучей, чуть позднее в 1937 году был обнаружен мюон и его распад, а также были обнаружены π -мезоны (π^+ и π^0). В 1955 году были обнаружены странные адроны (К-мезоны и Л-гипероны).

Используя счетчики Гейгера, расположенные под различными толщинами свинца, удалось обнаружить существование двух компонент космического излучения на уровне Земли: мягкой, которая быстро поглощалась свинцовым фильтром, и жесткой, которая проникала под свинец значительной толщины. Дальнейшее изучение показало, что мягкая компонента состоит в основном из электронов вторичного происхождения, а жесткая компонента — из мюонов

тоже вторичного происхождения.

Но перед тем как переходить к детальному обсуждению источников космического излучения и его состава, нужно понять фундаментальных частиц - их свойства

1.2 Фундаментальные частицы и взаимодействия.

Погружаясь в структуру вещества в поисках понятия "элементарных частиц" осуществлялся переход от молекулы к атому, от атома к ядру, от ядра к нуклонам, и наконец партоном. Мельчайшими наблюдаемыми на детекторах частицами материи являются: протоны p , нейтроны n , π - и K -мезоны, гипероны, очарованные частицы (J/ψ) и множество резонансов (всего ~ 350 частиц), которых в совокупности называются адронами. Но говоря о дискретности вещества, по текущему представлению адроны не являются элементарными частицами, а состоят из кварков.

Кварки являются фермионами со спином $J = \frac{1}{2}$, дробным электрическим зарядом, тремя цветами (красный (R), зеленый (G) и синий (B)) и барионным числом $B = 1/3$. Адроны делятся на мезоны и барионы. Мезоны состоят из кварка и антикварка $B = 0$ (некоторые приведены в таблице 5), барионы — из трех кварков $B = 1$ (некоторые приведены в таблице 4). Существуют 6 видов кварков, их характеристики приведены в таблице 1. Для каждого аромата кварка указана масса в составе нуклонов и токовая масса, изотопический спин I и его проекция I_3 , заряд кварка Q_q/e и квантовые числа s, c, b, t . Важным квантовым числом является гиперзаряд $Y = B + s + c + b + t$. Существует связь между проекцией изотопического спина I_3 , электрического заряда Q и гиперзаряда Y : $Q = I_3 + (1/2)Y$.

Таблица 1. Свойства кварков

Аромат	Масса, МэВ/ c^2	I	I_3	Q_q/e	s	c	b	t
u up	330; (5)	1/2	1/2	2/3	0	0	0	0
d down	340; (7)	1/2	-1/2	-1/3	0	0	0	0
s strange	450; (150)	0	0	-1/3	-1	0	0	0
c charm	1500	0	0	2/3	0	1	0	0
b beauty	5000	0	0	-1/3	0	0	-1	0
t truth	174000	0	0	2/3	0	0	0	1

Другим видом фундаментальных частиц являются лептоны. Их шесть: три заряженных e , μ , τ и три нейтральных ν_e , ν_μ , ν_τ . Лептоны участвуют только в электромагнитных и слабых взаимодействиях. Лептоны относятся к фундаментальным фермионам. Наблюдается симметрия между лептонами и кварками: шесть лептонов и шесть кварков.

В таблице 2 приведены свойства лептонов: электрический заряд и масса частиц. Лептоны, как и кварки, объединяются в три поколения (I, II и III). Кроме характеристик частиц, указанных в таблице, для лептонов надо указать еще одно квантовое чило - лептонные числа: электронное L_e , равное +1 для e^- и ν_e , мюонное L_μ , равное +1 для μ^- и ν_μ и таонное L_τ , равное +1 для τ^- и ν_τ , которые соответствуют ароматам лептонов, участвующих в конкретных реакциях, и являются сохраняющимися величинами. У антилептонов числа противоположные.

Таблица 2. Свойства фундаментальных лептонов

Частицы	Лептоны	
Электрический заряд, Q_i	0	-1
I поколение	ν_e $< 17 \text{ эВ}/c^2$	e^- $0.511 \text{ МэВ}/c^2$
II поколение	ν_μ $< 270 \text{ эВ}/c^2$	μ^- $105.7 \text{ МэВ}/c^2$
III поколение	ν_τ $< 35 \text{ МэВ}/c^2$	τ^- $1784 \text{ МэВ}/c^2$

Последним типом фундаментальных частиц в стандартной модели являются бозоны. Бозоны это частицы с целым спином, являющиеся переносчиками взаимодействий. Калибровочные бозоны ответственны за четыре типа фундаментальных взаимодействий: сильное (глюон g), электромагнитное (фотон γ), слабое (бозоны W^\pm , Z^0), гравитационное (гравитон G). В таблице 3 приведены свойства фундаментальных бозонов.

Сильное взаимодействие между кварками переносят глюоны. В отличие от фотонов, переносящих электромагнитное взаимодействие и имеющих при этом нулевой электрический заряд, глюоны обладают цветом. Каждый глюон имеет пару цветовых зарядов – цвет и антицвет. Существует восемь глюонов, переносящих цветное взаимодействие, шесть из которых обладают явным цветом, а два представляют комбинации с так называемым скрытым цветом:

$$g_1 = \bar{K}\bar{S}, g_2 = \bar{K}\bar{C}, g_3 = \bar{S}\bar{K}, g_4 = \bar{S}\bar{C}, g_5 = \bar{C}\bar{K}, g_6 = \bar{C}\bar{S},$$

$$g_7 = \frac{1}{\sqrt{3}} (\bar{K}\bar{K} - \bar{S}\bar{S}), \quad g_8 = \frac{1}{\sqrt{6}} (\bar{K}\bar{K} + \bar{S}\bar{S} - 2\bar{C}\bar{C}).$$

Таблица 3. Свойства фундаментальных бозонов

Название	Заряд	Масса	Спин	Взаимодействия
Гравитон, G	0	0	2	Гравитационное
Фотон, γ	0	$< 3 \cdot 10^{-27}$ эВ	1	Электромагнитное
Заряженные векторные бозоны, W^\pm	± 1	$80.419 \text{ ГэВ}/c^2$	1	Слабое
Нейтральный векторный бозон, Z^0	0	$91.188 \text{ ГэВ}/c^2$	1	Слабое
Глюоны, g_1, \dots, g_8	0	0	0	Сильное
Хиггс, H^0	0	$> 100 \text{ ГэВ}/c^2$	0	

Их кварков состоят нуклоны, а из нуклонов ядра, которые являются связанными квантовыми системами фермионов. Свойства атомных ядер определяются совместным действием сильного, электромагнитного и слабого взаимодействий. В настоящее время обнаружено ~ 3700 атомных ядер, представляющих собой различные сочетания чисел протонов Z и нейтронов N. По существующим оценкам число атомных ядер может составлять ~ 6500 . Протоны и нейтроны образуют атомные ядра всех химических элементов. Число протонов в ядре определяет атомный номер химического элемента. При описании атомных ядер используют обозначения: число протонов Z, число нейтронов N, массовое ядро или число нуклонов A=Z+N. Ядра с одинаковыми Z называют изотопами, а с одинаковыми A – изобарами.

Таблица 4: Барионы

Частица	Кварковая структура	Масса mc^2 , МэВ	Время жизни t (сек) или ширина Γ	Спин-четность, изоспин $J^P(I)$	Основные моды распада
p	uud	938.27	$>10^{32}$ лет	$1/2^+(1/2)$	
n	udd	939.57	885.7 ± 0.8	$1/2^+(1/2)$	$p e^- \bar{\nu}_e$
Λ	uds	1116	2.6×10^{-10}	$1/2^+(0)$	$p\pi^-, n\pi^0$
Σ^+	uus	1189	0.80×10^{-10}	$1/2^+(1)$	$p\pi^0, n\pi^+$
Σ^0	uds	1193	7.4×10^{-20}	$1/2^+(1)$	$\Lambda\gamma$
Σ^-	dds	1197	1.5×10^{-10}	$1/2^+(1)$	$n\pi^-$
Ξ^0	uss	1315	2.9×10^{-10}	$1/2^+(1/2)$	$\Lambda\pi^0$
Ξ^-	dss	1321	1.6×10^{-10}	$1/2^+(1/2)$	$\Lambda\pi^-$
Δ^{++}	uuu	1230-1234	115-125 МэВ	$3/2^+(3/2)$	$(n \text{ или } p) + p$
Δ^+	uud				
Δ^0	udd				
Δ^+	ddd				

Таблица 5: Мезоны

Частица	Кварковая структура	Масса mc^2 , МэВ	Время жизни t (сек) или ширина Γ	Спин-четность, изоспин $J^P(I)$	Основные моды распада
π^+	$u\bar{d}$	139.57	2.6×10^{-8}	$0^-(1)$	$\nu_\mu \mu^+$
π^-	$d\bar{u}$				$\bar{\nu}_\mu \mu^-$
π^0	$u\bar{u} - d\bar{d}$	134.98	8.4×10^{-17}		2γ
K^+	$u\bar{s}$	494	1.2×10^{-8}	$0^-(1/2)$	$\nu_\mu \mu^+, \pi^0 \pi^+$
K^-	$s\bar{u}$				$\bar{\nu}_\mu \mu^-, \pi^0 \pi^-$
K^0	$d\bar{s}$	498	$8.9 \times 10^{-11} K_S^0$	$0^-(1/2)$	$\pi^+ \pi^-, \pi^0 \pi^0$
K^0	$s\bar{d}$		$5.2 \times 10^{-8} K_L^0$		$\pi e\nu, \pi \mu\nu, 3\pi$

1.3 Состав космического излучения.

Окончательной теории происхождения космических лучей в настоящее время пока ещё нет. Любая модель, претендующая на эту роль, должна объяснить основные, установленные экспериментально, характеристики первичных космических лучей, а именно: 1) форму энергетического спектра космических лучей; 2) химический состав космических лучей; 3) полную энергию космических лучей; 4) практически постоянную во времени интенсивность галактических космических лучей.

На данный момент можно выделить три основных группы:

- Солнечные космические лучи - частицы, генерируемые Солнцем.
- Галактические космические лучи - частицы, приходящие на Землю из недр нашей Галактики.
- Межгалактические космические лучи - частицы возникающие вне нашей Галактики. Их вклад в общий поток космических лучей невелик

Солнечные космические лучи.

Заряженные частицы, испускаемые Солнцем, солнечные космические лучи – важный компонент космического излучения, бомбардирующего Землю.

Эти частицы ускоряются до высоких энергий в верхней части атмосферы Солнца во время солнечных вспышек. Солнечные вспышки подвержены определённым времененным циклам. По сравнению с галактическими космическими лучами в солнечных космических лучах больше протонов (до 98-99% всех ядер) и соответственно меньше ядер гелия ($\approx 1.5\%$). В них практически нет других ядер, смотри рис.1. Энергии частиц солнечных космических лучей изменяются в интервале 10^5 - 10^{11} эВ. Их энергетический спектр также имеет вид степенной функции.

$$\frac{dN}{dE} = N_0 E^{-\gamma}$$

Параметр γ уменьшается от 7 до 2 по мере уменьшения энергии частиц.

Галактические космические лучи.

Энергии галактических космических лучей охватывают диапазон 10^6 - 10^{21} эВ. Их поток для частиц с $E > 10^9$ эВ быстро уменьшается с ростом энергии.

Дифференциальный энергетический спектр ядерной компоненты космических лучей в области 10^{10} - 10^{20} эВ описывается соотношением

$$\frac{dN}{dE} = N_0 E^{-\gamma}$$

N_0 и γ – константы. В спектре наблюдается излом в районе 10^{15} - 10^{16} эВ. Показатель наклона спектра до излома $\gamma = 2.7$. Для космических частиц с большей энергией спектр становится круче: $\gamma \approx 3$.

	Галактические космические лучи	Солнечные космические лучи
Поток	$\approx 1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Во время солнечных вспышек может достигать $\approx 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
Состав	1. Ядерная компонента ($\approx 90\%$ протонов, $\approx 10\%$ ядер гелия, $\approx 1\%$ более тяжелых ядер), 2. Электроны ($\approx 1\%$ от числа ядер), 3. Позитроны ($\approx 10\%$ от числа электронов), 4. Антиадроны ($< 0.01\%$)	98–99% протоны, $\approx 1.5\%$ ядра гелия
Диапазон энергий	10^6 - 10^{21} эВ	10^5 - 10^{11} эВ

Рис. 1. Состав космических лучей.

Основными источниками первичных космических лучей являются взрывы сверхновых звезд (галактические космические лучи) и Солнце. Большие энергии (до 10^{16} эВ) галактических космических лучей объясняются ускорением частиц на ударных волнах, образующихся взрывах сверхновых.

Возможные источники частиц высокой энергии:

- Гамма вспышки(GRBs) – кратковременные, порядка нескольких секунды вспышки, образованные, например, в результате коллапса сверхмассивных звезд (длинные, с временным интервалом больше секунды) или слияния двух звезд (короткие, с временным интервалом меньше секунды);
- Пузыри Ферми, образованны, скорее всего, в результате испускания частиц черной дырой (с энергией от несколько ГэВ и до ТэВ);
- Взрывы сверхновых, при которых протонами, нейтрино и фотонами уносятся колоссальные энергии, или остатки сверхновых (с энергией порядка 10^{13} эВ);
- Активные центры галактик(AGN), которые представляют из себя спиральные галактики, в центре которых находятся массивные чёрные дыры с массой порядка 10^7 - 10^9 масс солнца. (с энергией от 103 ГэВ и до 109 ТэВ);
- Двойные звёзды, микроквазары и другие пульсары, при которых вылет является периодичным (с энергией от несколько ГэВ и до ТэВ);
- Z-вспышки, испущенные космическими ускорителями, взаимодействуют с реликтовыми нейтрино, образуя Z-бозоны. Распад Z-бозонов приводит к появлению адронных струй.
- Распад тёмной материи, поиск реликтовых частиц, оставшихся после Большого Взрыва, так называемых WIMP. Считается, что аннигиляция этих частиц может производить нейтрино сверхвысоких энергий.

Рис. 2. Потоки частиц от энергии.

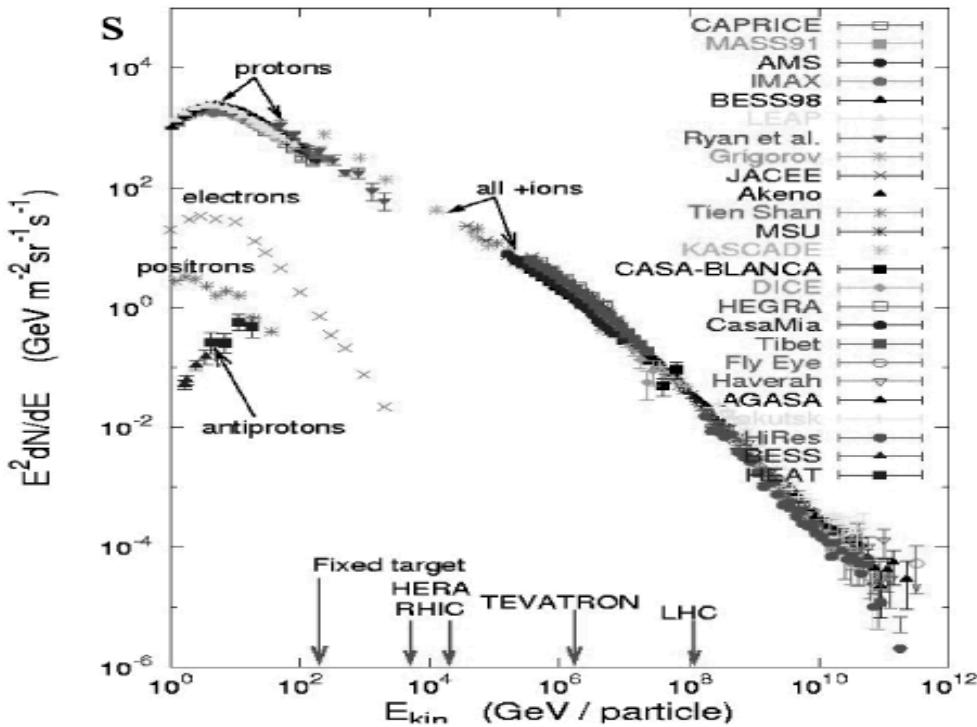
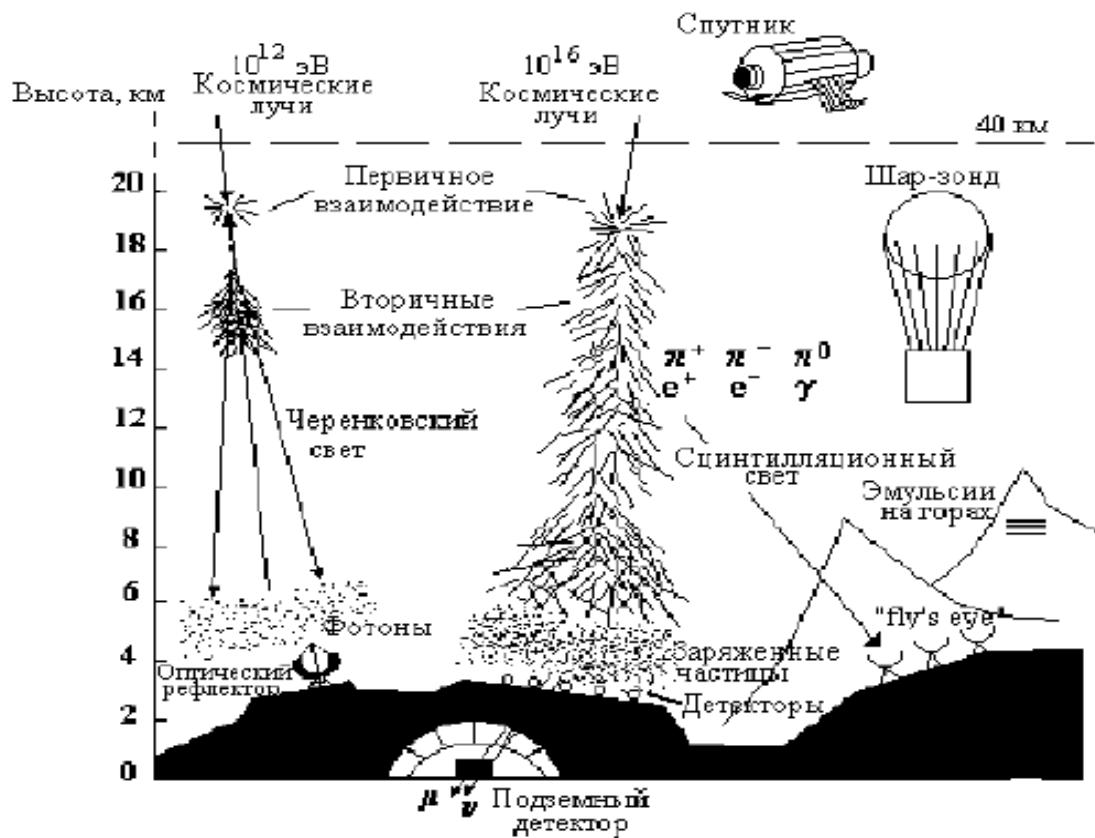


Рис. 3 Схематическое изображение экспериментов по изучению космического излучения.



Первичные космические протоны (или ядра), попадая в атмосферу Земли и сталкиваясь с атомами воздуха (кислород и азот), образуют вторичную компоненту космического излучения. Поглощение первичных нуклонов в атмосфере с образованием вторичных частиц происходит по экспоненте. Таким образом, вертикальная интенсивность нуклонов на глубине X ($\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$) в атмосфере дается выражением $I_N(E,X) \approx I_N(E,0)e^{-X/\Lambda}$, где Λ – пробег до поглощения нуклонов в воздухе. Большинство образовавшихся адронов распадаются, а не взаимодействуют. От распада $\pi^+\pi^-$ -мезонов накапливаются $\mu^+\mu^-$ -мезоны и сопровождающие их нейтрино $\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$. При распаде π^0 -мезонов на фотоны образуются электроны и позитроны (e^+, e^-).

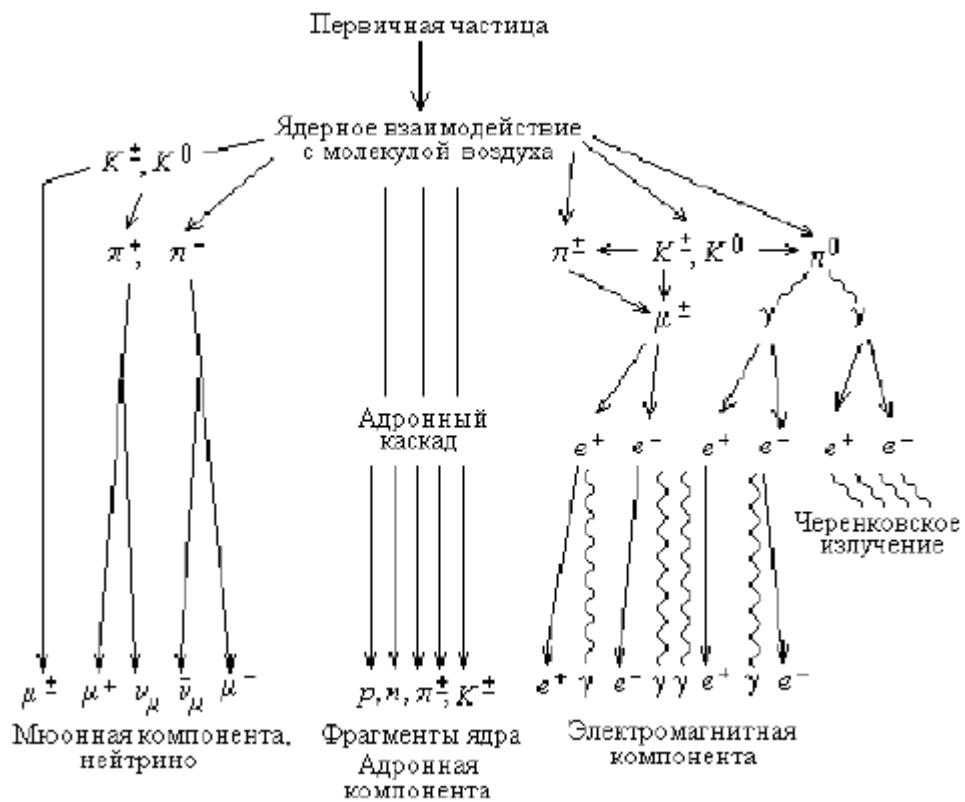


Рис. 4 Схематическое изображение процессов, происходящих с первичными частицами в атмосфере Земли.

1.4 Сечения в сильных взаимодействиях.

Для изучения частиц и их взаимодействий используется исследование реакций их рассеяния и/или распада. Реакции зависят от начальных характеристик, тип и количество конечных частиц и их квантово состояния определяются характером и динамикой реакции. Количество частиц связано с понятием множественности рождение частиц. Этот термин обычно применяется к неупругим реакциям при достаточно высоких энергиях, когда число рожденных частиц довольно велико: намного больше, чем 2 или 3. В этом случае число переменных, характеризующих событие, слишком велико для того, чтобы можно было бы детально проанализировать всю кинематику реакции или даже зарегистрировать все частицы конечного состояния. Это в свою очередь требует применить статистические подходы и найти специфические для таких реакций закономерности. В реакциях необходимо учитывать переменные Мандельстама: s , t , u . Для изучения сечений важно знать инвариантную величину $s = (\Sigma p_h)^2 = (\Sigma p_k)^2$. Процесс взаимодействия характеризуется сечением, которое является релятивистски инвариантной величиной и имеет размерность площади [см^2], $\sigma_i = N_i/N$, где N_i – число реакций типа i , происходящих за время t ; N – число "первичных" частиц, проходящих за то же время через поперечное сечение площадью 1 см^2 ; эффективное сечение – усреднённая по многим событиям взаимодействий величина, которая определяет эффективность взаимодействия сталкивающихся частиц и только при определённых условиях даёт представление об их размерах или радиусах действия. В зависимости от вида взаимодействия рассматриваются различные сечения с соответствующими обозначениями.

Сечения процессов, не приводящих к изменению структуры ядра, объединяют в сечение рассеяния σ_s , включающее: σ_p – сечение потенциального рассеяния; σ_r – сечение резонансного рассеяния; σ_{in} – сечение неупругого рассеяния. Сечения реакций с различными выходными каналами (например (p,n) , (p,d) и т.д.) называются парциальными сечениями. $\sigma_{tot} = \sum \sigma_i$ – полное сечение.

Изменение поперечных сечений для многих реакций было проанализировано и определена параметризация в виде:

$$\sigma(p) = A + Bp^n + C\ln^2(p) + D\ln(p); \quad \sigma \text{ в мб}, \quad p \text{ в ГэВ/с.}$$

Наилучшие значения коэффициентов A , B , C , D и экспоненты n для некоторых реакций показаны в таблице 6.

Таблица 6. Значения коэффициентов при параметризации сечений для разных реакций и импульсов

Реакция	Диапазон импульсов p , ГэВ/с	A	B	n	C	D
γp , tot	3.0÷183	$0.147 \pm$	—	—	0.0022	-0.017
$\pi^+ p$, tot	4.0÷340	$16.4 \pm$	$19.3 \pm$	$-0.42 \pm$	$0.19 \pm$	—
$\pi^+ p$, el	2.0÷200	—	$11.4 \pm$	$-0.4 \pm$	$0.079 \pm$	—
$\pi^- p$, tot	2.5÷370	$33.0 \pm$	$14.0 \pm$	$-1.36 \pm$	$0.456 \pm$	-4.03
$\pi^- p$, el	2.0÷360	$1.76 \pm$	$11.2 \pm$	$-0.64 \pm$	$0.043 \pm$	—
$K^+ p$, tot	2.0÷300	$18.1 \pm$	—	—	$0.26 \pm$	-1.0
$K^+ p$, el	2.0÷175	$5.0 \pm$	$8.1 \pm$	$-1.8 \pm$	$0.16 \pm$	-1.3
$K^- p$, tot	3.0÷310	$32.1 \pm$	—	—	$0.66 \pm$	-5.6
$K^- p$, el	3.0÷175	$7.3 \pm$	—	—	$0.29 \pm$	-2.4
$p\bar{p}$, tot	3.0÷2100	$48.0 \pm$	—	—	$0.522 \pm$	-4.51
$p\bar{p}$, el	3.0÷2100	$11.9 \pm$	$26.9 \pm$	$-1.21 \pm$	$0.169 \pm$	-1.85
$\bar{p}p$, tot	$5.0 \div 1.73 \cdot 10^6$	$38.4 \pm$	$77.6 \pm$	$-0.64 \pm$	$0.26 \pm$	-1.2
$\bar{p}p$, el	$5.0 \div 1.73 \cdot 10^6$	$10.2 \pm$	$52.7 \pm$	$-1.16 \pm$	$0.125 \pm$	-1.28

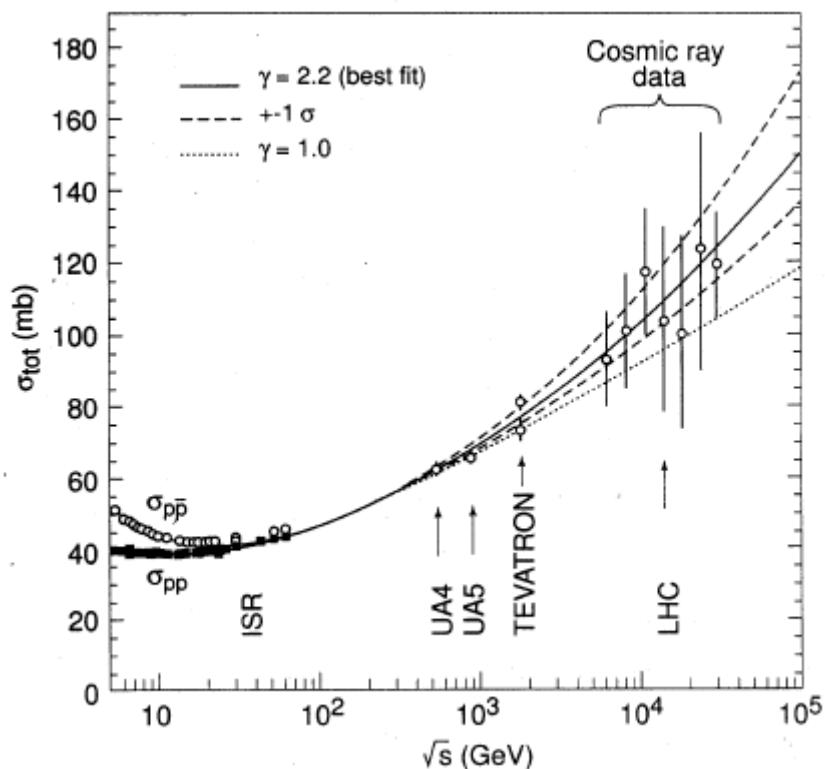


Рис. 5 Зависимость сечений от энергии поперечного сечения для сильных взаимодействий $\sigma_{tot}(s) = \sum_i A_i s^{\alpha_i(0)-1} + (\log s)^{\gamma}$. Данные, полученные в космических л

Исследование зависимости $\sigma_{\text{tot}}(E)$ нужно для проверки различных теоретических моделей.

1. Для сильных взаимодействий существует строгое ограничение на рост поперечных сечений с энергией, сформулированное в виде теоремы Фруассара:

$$\sigma_{\text{tot}} \leq A \ln^2(s/s_0),$$

А и s_0 – постоянные величины, s – квадрат полной энергии в системе центра масс.

2. Упругое сечение $\sigma_{\text{el}} = \int_{\circ}^{\infty} \frac{d\sigma}{dt} dt$ изменяется с энергией так же, как

$\sigma_{\text{tot}} \cdot (\sigma_{\text{el}}/\sigma_{\text{tot}}) \sim \text{const}$ при изменении энергии. Величина $\langle \Gamma \rangle = 2\sigma_{\text{el}}/\sigma_{\text{tot}}$ характеризует среднюю поглощающую способность (непрозрачность) протона при рассеянии протонов и антипротонов на протонах

$$\langle \Gamma \rangle = 0.361 \pm 0.010$$

и эта величина не изменяется во всей области энергии, где наблюдается рост сечений. Это означает, что рост сечений не связан с увеличением поглощающей способности нуклона, а связан с изменением его размеров.

3. Разные модели предсказывают следующее.

- Убывание $\langle \Gamma \rangle$ с энергией – модель "критического померона".
- $\langle \Gamma \rangle \sim \text{const}$ – модель геометрического скейлинга.
- Рост $\langle \Gamma \rangle$ с энергией – струнная модель Кайдалова-Тер-Мартиросяна, основанная на реджевской модели.

4. Поведение сечений при низких энергиях до 100 ГэВ имеет нерегулярный характер. Это связано с рождением резонансов, которое инициирует пики в сечениях при соответствующих энергиях.

2.1 Детектирование лептонного потока.

Старая установка.

Схема данной установки изначально предложена Б. Росси. Установка, предназначенная для изучения состава и интенсивности различных компонент вторичных космических лучей, состоит из трёх рядов газоразрядных счётчиков Гейгера-Мюллера, собственно и являющихся детекторами излучения (см. рис. 6). В каждом ряду находится пять параллельно включенных счётчиков. Между рядами счётчиков можно размещать пластины свинцового фильтра. Установка регистрирует только такие события, когда одна и та же частица проходит через все три ряда счётчиков. Это осуществляется использованием специальной схемы — схемы тройных совпадений. Для этого каждый ряд счётчиков подключен к своему входу схемы совпадений. Схема совпадений срабатывает тогда и только тогда, когда все три ряда счётчиков одновременно фиксируют прохождение через себя частицы. Выходной импульс со схемы совпадений поступает для регистрации на счётное устройство, оснащённое таймером. Отсчёт времени ведётся в секундах.

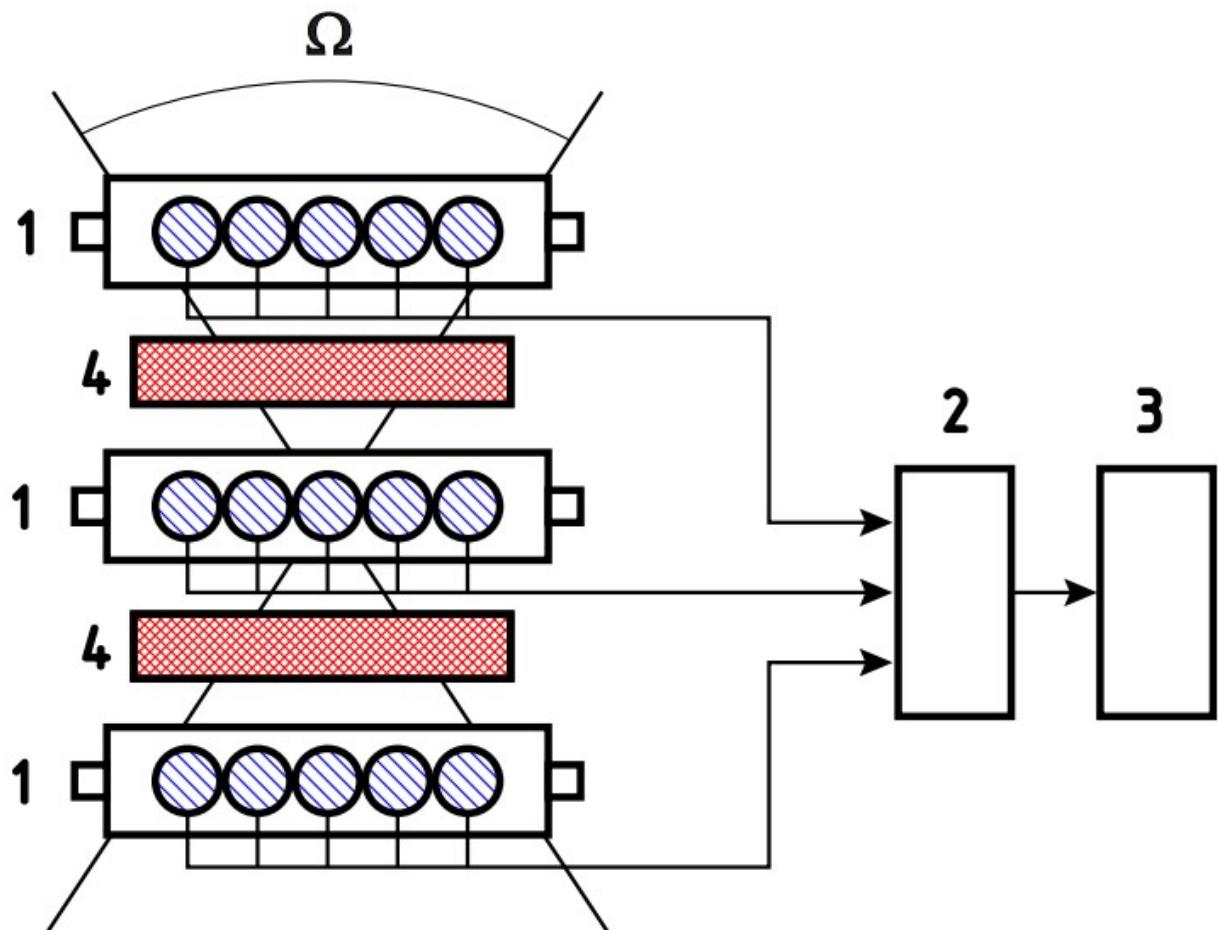


Рисунок 6. Схема установки: 1 — ряды счётчиков Гейгера; 2 — схема совпадений; 3 — счётное устройство и таймер; 4 — свинцовый фильтр.

Новая установка

Новая установка для изучения состава космических лучей состоит из двух сцинтилляционных детекторов, расположенных на расстоянии порядка 40 см друг от друга, набора свинцовых фильтров, блока электроники (включающего в себя аналого-цифровой преобразователь и схемы совпадений) и рабочей станции (см. рис. 7). Сцинтилляционный детектор установки содержит в себе массивный блок пластикового сцинтиллятора размером $24,5 \times 24,5 \times 4,5$ см³, фотоэлектронный умножитель и блок электроники, обеспечивающий работу ФЭУ. Расположенные между детекторами свинцовые фильтры (набор пластин толщиной 1, 2 и 5 см) свободно перемещаются по направляющим и могут быть размещены между детекторами или в стороне от них. Вся установка может быть наклонена на угол вплоть до 90°, что позволяет изучать угловое распределение космических лучей.

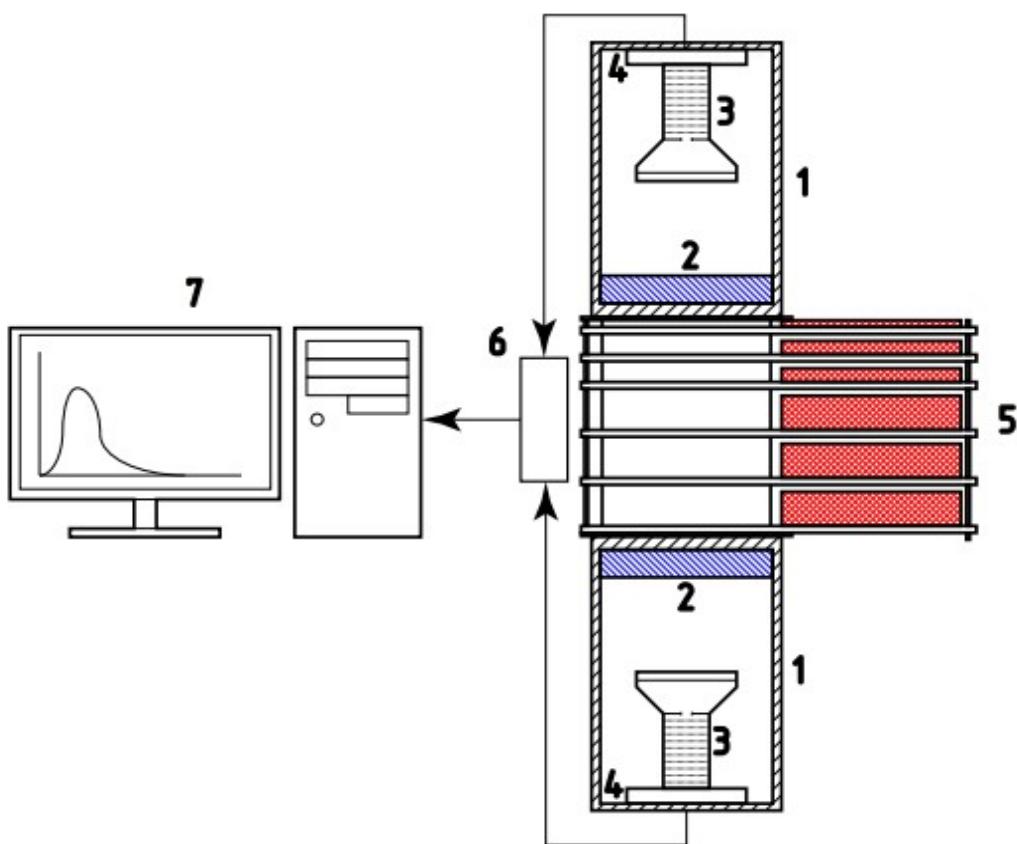


Рисунок 7. Схема установки: 1 — сцинтилляционный детектор; 2 — блок сцинтиллятора; 3 — ФЭУ; 4 — блок электроники ФЭУ; 5 — свинцовый фильтр; 6 — блок АЦП и схема совпадений; 7 — рабочая станция.

Блок электроники установки содержит в себе аналого-цифровой преобразователь (АЦП), преобразующий ток с анода ФЭУ в цифровой сигнал, схему совпадений, позволяющую выделять сигналы только от частиц, прошедших через оба детектора, буфер данных и блок сопряжения, передающий оцифрованные сигналы на рабочую станцию.

Принцип работы «телескопа» Расположение счётчиков и требование их одновременного срабатывания во всех трёх рядах на старой установке или обоих детекторов на новой установке (схема совпадений) выделяет в пространстве определённый телесный угол Ω (см. рис. 6). Регистрируются только те заряженные частицы, которые прошли внутри телесного угла Ω . Такую установку называют телескопом. Скорость счёта частиц I телескопом при фиксированном потоке частиц J определяется площадью детекторов S (чем больше, тем больше скорость счёта) и тем телесным углом Ω , в котором регистрируются частицы. Таким образом, скорость счёта определяется соотношением:

$$I = JS\Omega, \quad (2.1)$$

где $S\Omega$ — произведение регистрирующей площади на телесный угол, «просматриваемый» установкой, называемое геометрическим фактором установки.

У большинства реальных установок не вся площадь детектора регистрирует частицы из полного телесного угла, просматриваемого установкой. Частицы, влетающие под большими углами, должны попасть на небольшой участок с краю верхнего детектора, чтобы зацепить участок нижнего, или, иными словами, должны попасть в небольшую область в центре среднего детектора (см. рис. 6). Таким образом, геометрический фактор установки k имеет смысл произведения эффективной площади S эфф (отнюдь не равной площади детектора) на эффективный телесный угол Ω эфф. Сам же геометрический фактор определяется интегралом:

$$k = \int_S \Omega dS.$$

Для данной геометрии установки это выражение преобразуется в:

$$k = \iiint_0^a \int_0^b \int_0^a \int_0^b \frac{d dx_1 dy_1 dx_2 dy_2}{\left((x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + d^2 \right)^{3/2}}$$

где a и b — длина и ширина ряда счётчиков, а d — расстояние между центрами крайних рядов счётчиков.

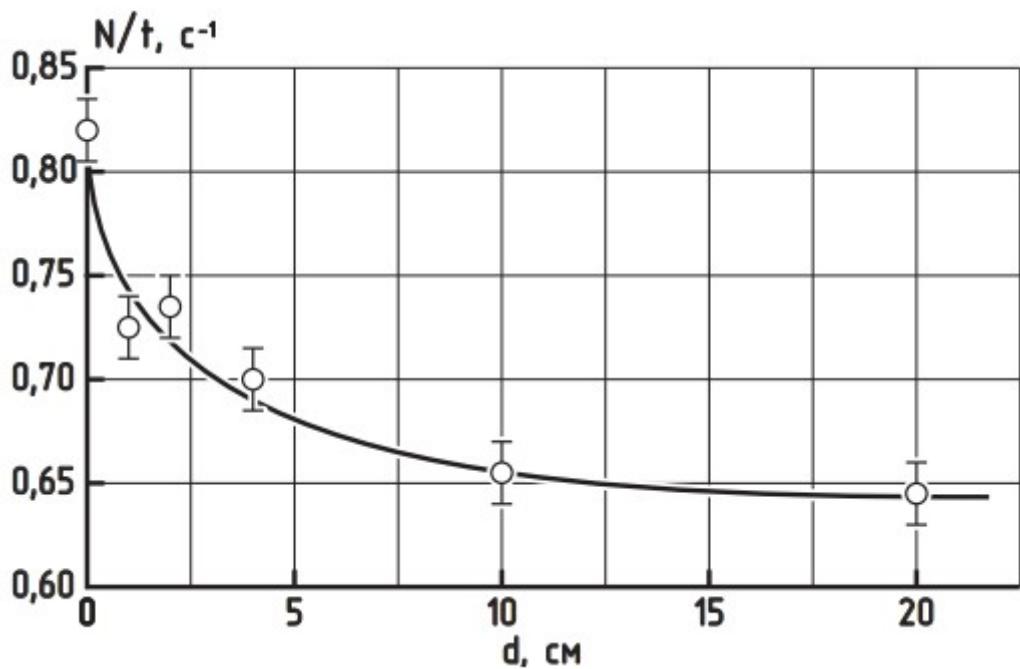


Рисунок 8. Кривая поглощения частиц космических лучей в свинце

В данном же упражнении с помощью телескопа нужно получить кривую поглощения, то есть зависимость скорости счёта частиц вторичного космического излучения I от толщины фильтра x, в данном случае, свинца (см. рис. 8).

По изменению потока частиц в зависимости от толщины свинца можно видеть, что космическое излучение на уровне моря состоит из двух компонент: мягкой, которая быстро поглощается свинцом, и жёсткой, которая проходит практически без поглощения 20 см свинца. Как уже упоминалось выше, мягкая компонента состоит из электронов и фотонов, которые быстро поглощаются свинцом, жёсткая компонента состоит из мюонов. По современным, представлениям электроны и мюоны относятся к одному классу частиц — лептонам, которые не участвуют в сильных взаимодействиях и являются бесструктурными, точечными частицами. Взаимодействия заряженных лептонов с веществом происходят только за счёт электромагнитных процессов: у электронов высокой энергии это тормозное излучение, у мюонов высокой энергии — ионизационное поглощение.

2.2 Просмотровый стол.

Вторая часть работы связана с изучением снимков эксперимента T248 на просмотром столе. Снимки получены на пузырьковой камере CERN 2m HBC. ЦЕРНовская двухметровая пузырьковая камера CERN 2m HBC представляет собой прямоугольный параллелепипед со сторонами 200 x 60 x 50 см. Корпус изготовлен из нержавеющей стали. Камера помещена в магнитное поле напряженностью $H = 1.7$ тесла. Освещение камеры производится тремя осветителями, каждый из которых "видит" $1/3$ камеры. Фотографирование производится четырьмя фотокамерами. Размер камеры на снимке 133 x 50 мм.

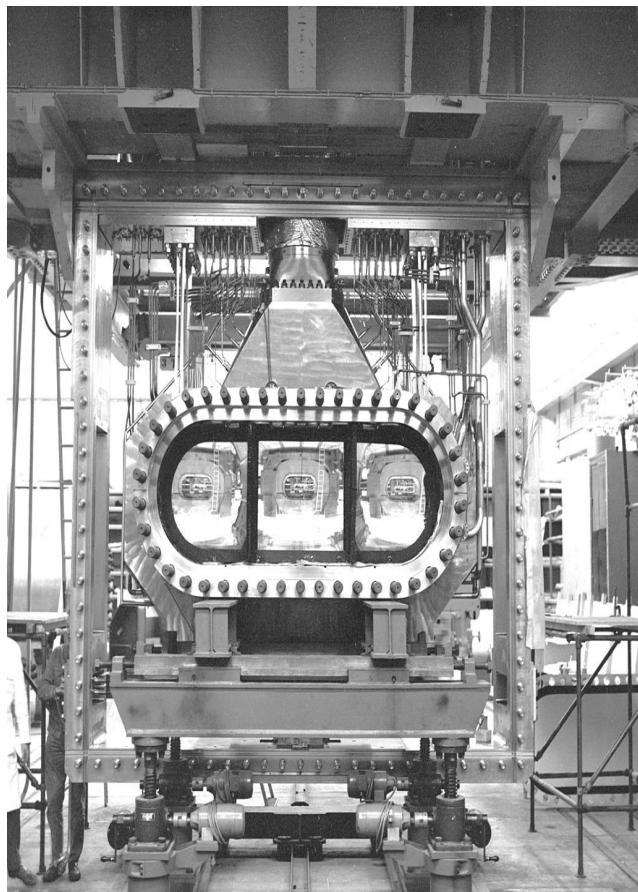


Рисунок 9. CERN 2m HBC.

Камера была собрана в 1964 г. Работала в течение 1965-77 гг. в пучках адронов (мезонов, нуклонов и антипротонов). Вторичные пучки мезонов, нуклонов, антипротонов получены при облучении неподвижной мишени протонами, ускоренными до энергии 26 ГэВ, на синхрофазотроне PS. Это был первый ускоритель, построенный в ЦЕРНе и работающий в настоящее время как инжектор для SpS-синхрофазотрона, ускоряющего частицы до энергии 320 ГэВ.

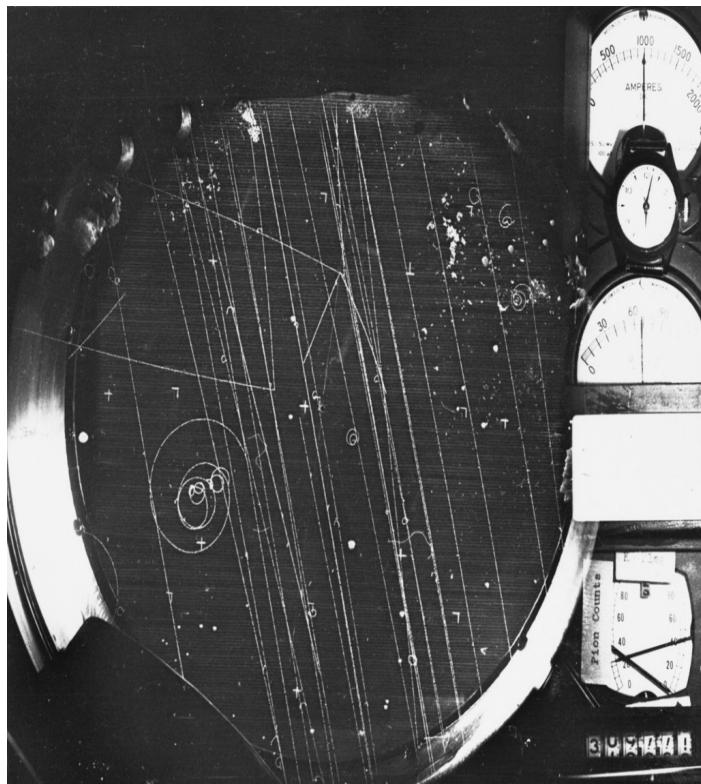


Рисунок 10. Кадр с эксперимента Т248.

Всего на камере CERN 2m HBC отснято порядка 40 млн. снимков. Камера наполнялась как водородом, так и дейтерием. В нашей работе рассматривается облучение камеры с дейтериевым наполнением пучком антiproтонов с импульсом 12 ГэВ/с (эксперимент T248). Пучок антiproтонов имеет примеси: π - мезонов $\sim 30\%$; K- мезонов $\sim 2\%$. Средняя плотность пузырьков, создаваемая взаимодействия с потоком, 13 пуз./см. В работе будут рассмотрены снимки с двух проекций. На просмотровом столе нужно будем переключаться между лампами для выбора проекции и с помощью двух ручек крутить бобину для выбора кадра.

2.3 Инструкция по просмотру снимков пузырьковой камеры CERN 2m HBC.

Пузырьковая камера предназначена для наблюдения взаимодействий и распадов элементарных частиц. Частицы, которыми облучалась камера, называются первичными или пучковыми. Кроме первичных в камеру могут попадать и другие частицы, называемые фоновыми.

Наибольший интерес представляют взаимодействия именно первичных частиц с мишенью (в данном эксперименте это взаимодействия антiproтонов с импульсом 12 ГэВ/с с ядрами дейтерия, наполняющего камеру). Из-за слабой связи протона и нейтрона в ядре дейтерия (энергия связи 2,39 МэВ) основная часть взаимодействий происходит с одним из нуклонов ядра, наблюдаются соударения антiproтонов с протонами и нейтронами. Такие взаимодействия называются первичными (рис. 11 а,б,в,г,д,е,ж), а частицы, родившиеся в них, вторичными.

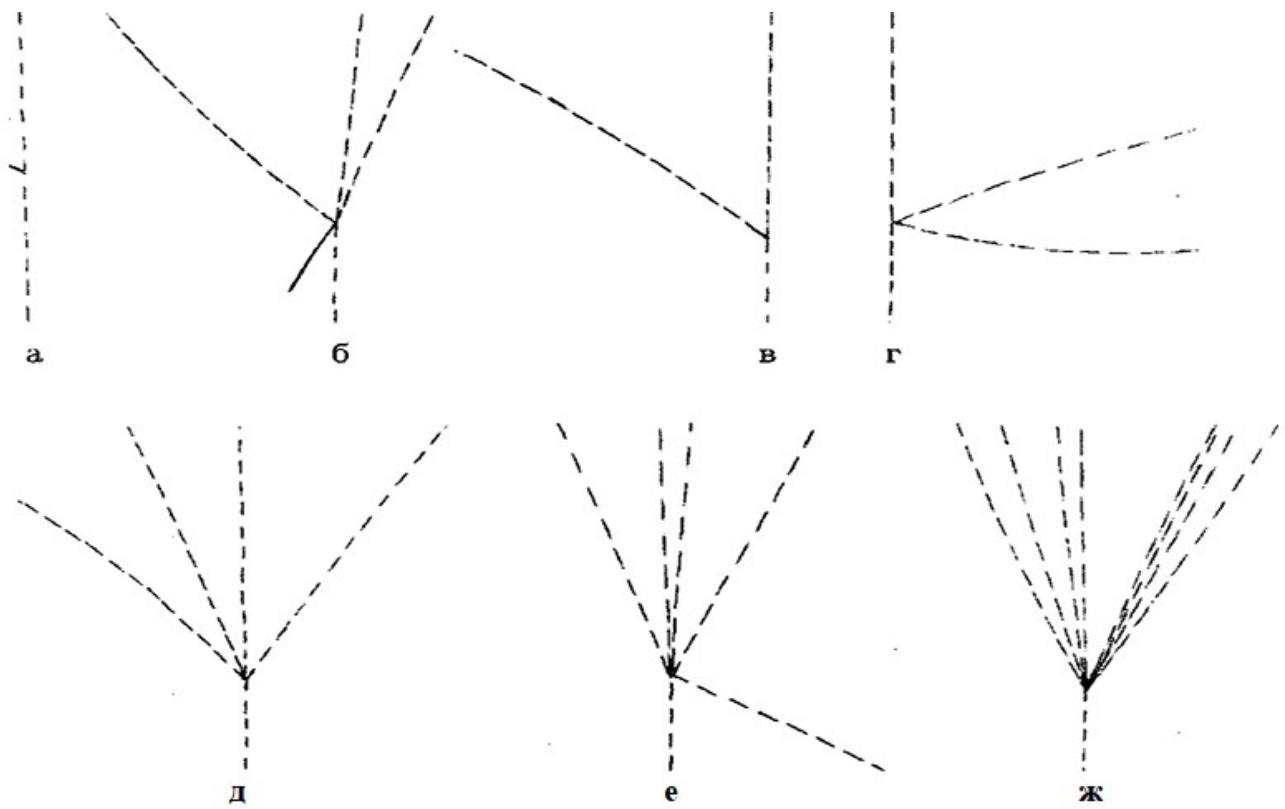


Рис. 11. Первичные взаимодействия

Вторичные частицы могут быть как заряженными, образующими в пузырьковой камере треки, так и нейтральными, треков не образующими. Вторичные частицы также могут вступать во взаимодействия с ядрами

дейтерия. Взаимодействия заряженных вторичных частиц называются вторичными взаимодействиями (рис. 12 а,б), а рожденные в них частицы — третичными. Взаимодействия нейтральных частиц называются нейтральными звездами (рис.13 а,б).

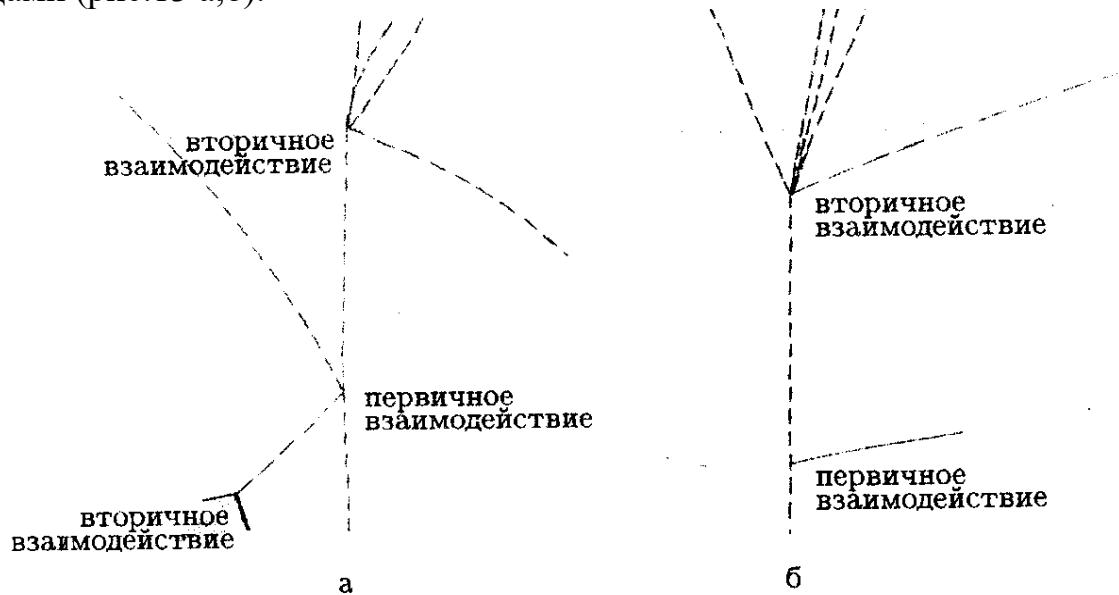


Рис. 12. Вторичные взаимодействия

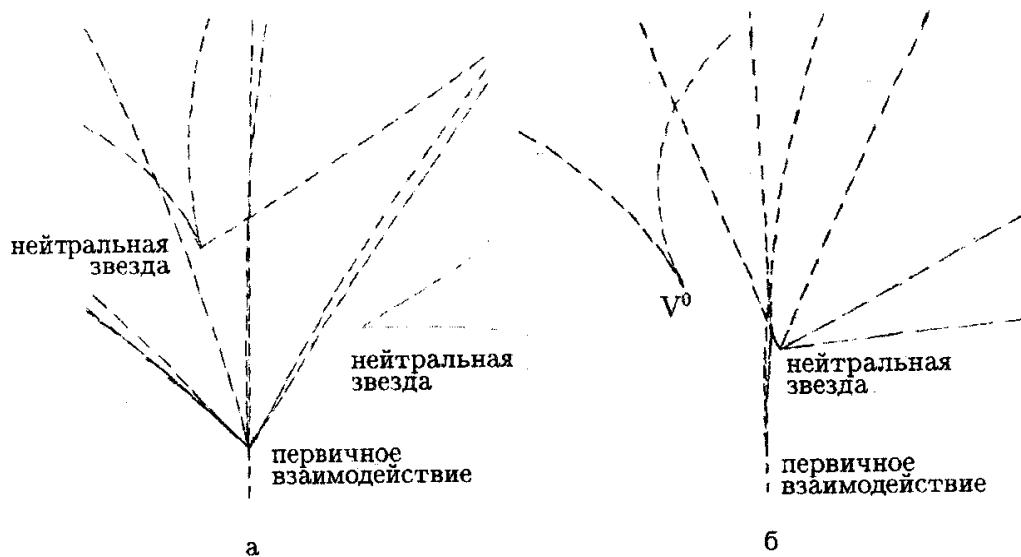


Рис. 13. Нейтральные звезды

Как заряженные, так и нейтральные частицы могут распадаться. Распад заряженной частицы выглядит как излом трека (рис. 14). Распад нейтральной частицы представляет собой два трека, выходящих из одной вершины, и называется “вилкой” (V^0 — распадающийся на два адрона, γ -квант —

конвертирующий в электрон-позитронную пару) (рис. 14).

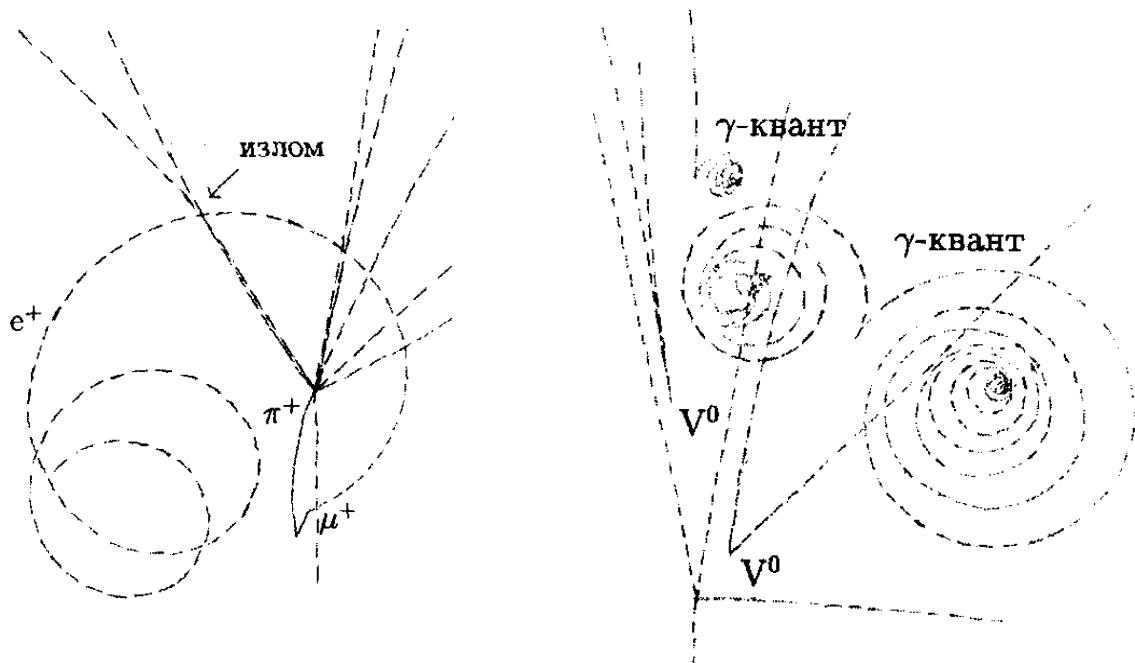


Рис. 14. Распады заряженных частиц (π - μ - e – распад и излом)
Распады нейтральных частиц (V^0 и γ -кванты)

Просмотр каждого кадра начинается с выделения первичных или пучковых треков. Первичными считаются треки, параллельные друг другу (расхождение не должно превышать 3 мм на протяжении кадра) на всех проекциях (рис. 15).

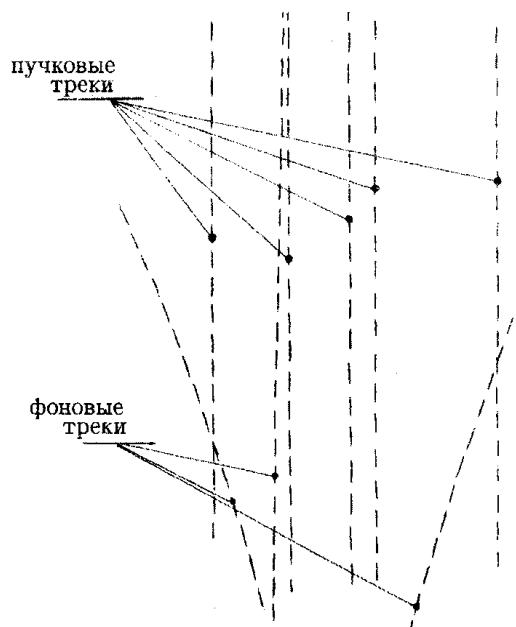


Рис. 15 Первичные треки.

Обнаружив взаимодействие, нужно определить его множественность (количество рожденных в нем вторичных заряженных частиц), пересчитать все вторичные треки, выходящие из данной вершины. Для правильного подсчета числа вторичных треков нужно использовать все имеющиеся проекции, что особенно важно, если вблизи исследуемой вершины располагаются вершины других событий (“вилок”, нейтральных звезд, вторичных взаимодействий или взаимодействий на соседних треках). Их треки ни в коем случае не должны быть включены в число вторичных треков. Кроме того, нужно по возможности исключать из числа вторичных треков треки пары Далитца — электрон-позитронной пары от распада π^0 -мезона. В дейтериевой пузырьковой камере единственным надежным признаком пары Далитца является наличие среди треков позитронной спирали. В таких случаях следует исключить из числа вторичных треков два трека.

Рассматривая треки взаимодействия антипротонов с ядром дейтерия можно разделить на нескольких типов:

1. Частица упруго взаимодействует с ядром дейтерия, не разрушая его. Ядро, получившее импульс отдачи, может наблюдаться в камере, если этот импульс превышает величину 120 МэВ/с. Поскольку вероятность упругого взаимодействия составляет <10% от полной вероятности $\bar{p}d$ -взаимодействия при этой энергии и около 65% упругих событий имеют импульс отдачи дейтрона менее 120 МэВ/с, вероятность зарегистрировать такое событие при просмотре снимков меньше 3%.

2. Частица упруго взаимодействует с одним из нуклонов ядра дейтерия. Такие события принято называть квазиупругими. В зависимости от того, на каком нуклоне рассеялась частица, в камере может наблюдаться протон отдачи (в случае рассеяния на протоне) или протон-спектатор (если рассеяние произошло на нейтроне).

Минимальный импульс, при котором протон может быть виден в камере, несколько ниже, чем у дейтрона, а именно 70 МэВ/с, но вероятность наблюдения таких событий столь же низка, как и в предыдущем случае. Взаимодействия с видимым ядром или протоном отдачи имеют вид 2-х лучевых событий, где один трек слабо изменяет направление по отношению к первичному, и имеется второй трек с повышенной ионизацией, сравнительно короткий и расположенный под большим углом к первичному треку.

3. Частица неупруго взаимодействует с ядром дейтерия. При этом взаимодействие может происходить на одном из нуклонов дейтрона, когда второй нуклон является спектатором, а может произойти с обоими нуклонами. Взаимодействия последнего типа называют неупругим перерассеянием частиц. Вторичные частицы могут быть как заряженными, так и нейтральными.

4. Взаимодействия могут быть обусловлены аннигиляцией антипротона с протоном или нейтроном из ядра мишени или носить не аннигиляционный характер, когда нуклон и антинуклон присутствуют в конечном состоянии. Количество рожденных частиц при аннигиляции в среднем выше, чем в не аннигиляционных взаимодействиях, за счет масс аннигилирующих нуклонов.

Таким образом, события с большим количеством вторичных частиц, например, свыше 8, в этом эксперименте с большой вероятностью соответствуют аннигиляции антипротона.

Важно отметить особенности взаимодействий, связанные с суммарным электрическим зарядом реакции. В случае, когда антипротон взаимодействует с протоном ядра дейтерия или обоими нуклонами, суммарный заряд равен нулю и наблюдаемое количество заряженных вторичных частиц должно быть четным: количество рожденных частиц с отрицательным и положительным зарядом одинаково. Поскольку суммарный заряд $\bar{p}d$ -системы равен нулю, возможны взаимодействия, когда все вторичные частицы будут нейтральными, и событие будет выглядеть на снимке как исчезновение первичного трека в какой-либо точке камеры.

Если взаимодействие происходит на нейтроне ядра дейтерия, а протон-спектратор из-за малого импульса не виден в камере, суммарный заряд реакции -1 и количество наблюдаемых заряженных вторичных частиц нечетное.

Таким образом, события с нечетным количеством вторичных треков могут быть классифицированы как $r\bar{p}$ -взаимодействия, учитывая слабую связь нуклонов в ядре дейтерия.

3. Выполнение задачи.

Работа состоит из двух упражнений выполняемых параллельно. Следует начать набор данных лептонных потоков и во время работы установки приступить к поиску событий на просмотром столе.

3.1 Инструкция по выполнению задачи с детектированием потока лептонов.

Все измерения следует проводить с 5% статистической точностью (относительная ошибка $\delta = 1/\sqrt{N}$, где N – число измерений). Включение и выключение набора статистики и таймера производится одним тумблером.

1. Включить сетевое питание «сеть».
2. Измерить общую скорость счёта мюонов и электронов космического излучения без свинцового фильтра. При достижении требуемой статистики остановить набор. Записать зарегистрированное число отсчётов N и время набора t (в секундах).
3. Кнопкой «сброс» установить режим для следующего набора статистики.
4. Поставить поочередно свинцовые фильтры толщиной 1, 2, 4, 5, 7, 10, 15 и 20 см и измерить соответствующее число частиц и время набора. Данные занести в таблицу 7 .

№	Толщина фильтра		Количество отсчётов, N	Время t , с	Скорость счёта $I = N/t$, с^{-1}
	см	г/см ²			
1	0				
2	1				
3	2				
4	4				
5	5				
6	7				
7	10				
8	15				
9	20				

После получения данных следует связать скорость счета с интенсивностью потока:

1. Построить график зависимости скорости счёта частиц от толщины фильтра x , измеренной в г/см²: $x[\text{г/см}^2] = x[\text{см}] \cdot \rho[\text{г/см}^3]$ (плотность свинца $\rho_{\text{ Pb}} = 11,34 \text{ г/см}^3$).
2. Определить скорость счёта мюонов J_μ (число частиц в секунду) и электронов J_e путём фитирования экспериментальных данных теоретической кривой: $J(x) = J_e e^{(-x/x_0)} + J_\mu$.

3. Рассчитать геометрический фактор установки k .
4. Определить абсолютные значения общей интенсивности космического излучения на уровне моря J , а также мюонной J_μ и электронной J_e компонент и их отношение. Абсолютная интенсивность связана со скоростью счёта установки соотношением: $J = I/k$.
5. Проанализировать форму кривой поглощения с точки зрения характера взаимодействия электронов и мюонов в свинце.

3.2 Инструкция по выполнению задачи с просмотровым столом.

Следует рассмотреть 50 кадров занеся данные в таблицу:

Порядковый номер кадра заносится в графу 1.

В графе 2 записывается количество первичных треков в данном кадре.

В графе 3 записывается номер первичного взаимодействия.

Первичные взаимодействия имеют сквозную нумерацию на протяжении всей работы, независимо от принадлежности к разным кадрам.

В той же строке в графе 4 записывается множественность взаимодействия.

Если в кадре не найдено ни одного первичного взаимодействия, сообщение об этом записывается в графе 5.

Номер кадра	Количество первичных треков	Номер события	Множественность взаимодействия	Примечание
1	2	3	4	5

Вероятностная модель эксперимента по измерению сечений взаимодействия элементарных частиц в простейшем виде строится следующим образом: заданное количество N_p частиц пучка антипротонов падает на некоторую площадку S , на которой поконится n частиц мишени (d). Требуется определить вероятность σ превращения

$$\bar{p} + d \Rightarrow X.$$

Очевидно, что вероятность пропорциональна количеству налетающих частиц N и количеству частиц мишени n : $\sigma \sim nN$. Коэффициент пропорциональности имеет размерность площади и называется сечением взаимодействия типа (1). Вероятности или сечению какого-либо процесса на опыте соответствует наблюдаемая частота этого процесса. Поэтому сечение определяется через наблюдаемые величины следующим образом:

$$\sigma = \frac{N_{pd}/n}{N_p/S}$$

откуда число взаимодействий на длине L в камере будет иметь вид

$$dN_p^- = -\sigma N_p^- n dl$$

Отсюда полное сечение можно найти по формуле:

$$\sigma = \frac{A}{cN_A L} \ln\left(\frac{N_p}{N_p - N_{pd}}\right).$$

Для дейтериевой пузырьковой камеры

$$\rho = 0.13 \text{ г/см}^3, A = 2.016, N_A = 6.024 \cdot 10^{23}, L = 1.65 \text{ м.}$$

После чего следует заполнить таблицу 8 и 9. Построить гистограмму сечения взаимодействия от числа заряженных частиц.

Число просмотренных кадров	
Число первичных треков в объеме камеры N_p	
Полное число зарегистрированных взаимодействий на первичных треках N_{pd}	
Число зарегистрированных взаимодействий, соответствующих взаимодействию с нейтроном ядра дейтерия	
Величина регистрируемого в камере сечения $\bar{p}d$ -взаимодействия σ_{pd} , мб	
Величина сечения выделенных $\bar{p}n$ – взаимодействий $\sigma_{pn\text{ident}}$, мб	

Таблица 8: сечение взаимодействия из просмотренных кадров.

N_{\pm}	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
N_{pd}											
$\sigma_{n\pm}$											

Таблица 9 Число взаимодействий $N_{n\pm}$ на первичных треках с числом заряженных частиц n_{\pm} и значения топологических сечений

4. Контрольные вопросы.

- Состав космических лучей.
- Происхождение космических лучей и их энергии.
- Взаимодействие первичного излучения с атмосферой и состав ШАЛ.
- Жесткая и мягкая компонента потока частиц.
- Основные характеристики и моды распада мюона.
- Множественность рождения частиц.
- Правило отбора частиц в пузырьковой камере.
- Взаимодействие антипротонов с дейтерием.
- Рождение адронов в этих реакциях и диаграммы Феймана.
- 'Вилки' от нейтральных частиц, образование электрон позитронной пары, пара Далитца.
- Распределение Пуассона.
- Схема совпадений.
- Принцип работы счетчика Гейгера.
- Принцип работы сцинтиллятора.
- Принцип работы пузырьковой камеры.