

1 Теоретические основы (Заиграев Никита)

1.1 Состав космического излучения

Следуя [1], приведём основные сведения о космическом излучении, делая упор на процессы, которые наблюдались в ходе выполнения данной работы. Космические лучи - поток частиц высокой энергии, преимущественно протонов, приходящих на Землю и мирового пространства (первичное излучение), а также рождённые ими при взаимодействии с атомными ядрами вторичное излучение, в котором встречаются практически все элементарные частицы. Детальное изучение зарядов и масс вторичных частиц привело к открытию позитрона (1932 г.), мюона (1937 г.), π^- мезонов. Энергия первичных космических частиц достигает 10^{20} эВ ≈ 20 Дж, в то время как в экспериментах на протон-протонных пучках в с.д.м. достигает лишь 10^{17} эВ. Состав и свойства космических лучей дают сведения о процессах происходящих в звёздах и галактическом пространстве с одной стороны, а с другой стороны такая информация необходима для понимания процессов происходящих при полётах космических аппаратов и изучения влияния этих лучей на Землю. Также - это источник частиц, позволяющий изучать процессы рождения и взаимодействия частиц.

На пути к поверхности Земли космические лучи должны пройти толстый слой вещества ($\approx 10^3 \frac{г}{см^2}$) – атмосферу, в которой они претерпевают сложную цепочку превращений. В результате излучение наблюдаемое на Земле имеет совершенно другой состав. Приведём состав космических лучей основываясь на [1]:

Первичные космические лучи : 90% - протоны, 7% - α -частицы и около 1% - более тяжёлые ядра (C,N и O).

Процесс поглощения энергии первичных космических частиц происходит двухступенчатым образом: энергия первичных частиц тратится на создание вторичных частиц, а затем кинетическая энергия вторичных частиц расходуется на ионизацию атмосферы. **Вторичное излучение** состоит из адронов (пионов, протонов, нейтронов, гиперонов, мезонов), мюонов электронов, фотонов и нейтрино. Соответственно различают адронную, мюонную (жесткую) и электрон-фотонную (мягкую) компоненты.

Генерация компонент вторичного космического излучения происходит при столкновении протонов и других ядер первичного космического излучения с ядрами атомов земной атмосферы. В результате происходит частичное расщепление ядер атмосферы и рождение элементарных частиц. В основном это заряженные π^+ и π^- со временем жизни $\tau \approx 0,8 \cdot 10^{-16}$ с. С вероятностью в 5-10 раз меньше рождаются К-мезоны, с ещё меньшей гипероны и антипротоны, и совсем малой вероятностью - электроны и мюоны. Затем заряженные пионы и каоны распадаются образуя мюоны и нейтрино. ($\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$). Образовавшиеся в других процессах электроны и фотоны - мягкая компонента сильно поглощаются в веществе (что отражено на графике), таким образом остатки космических лучей наблюдаемых в лаборатории - мюоны.

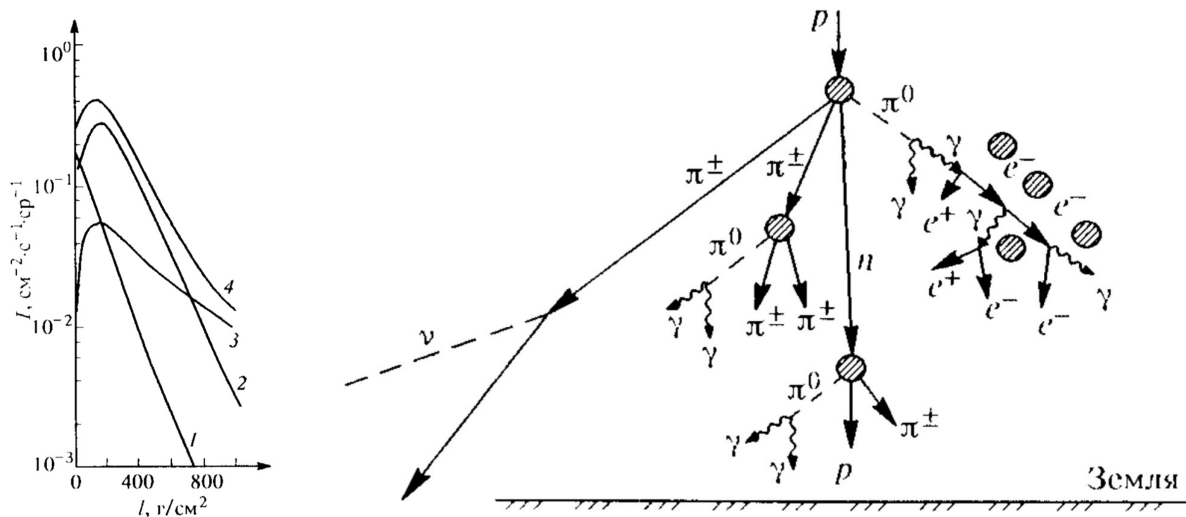


Figure 1: Интенсивность потока различных частиц от толщины пройденной атмосферы(1-ядерная компонента; 2-электронно-фотонная; 3-мюонная; 4-полная; l - толщина атмосферы). Образование ливня от первичного протона.

1.2 Теория углового распределения

Мюоны в отличие от пионов и протонов практически не взаимодействуют с ядрами атомов, составляющих воздух. Они **взаимодействуют преимущественно с атомными электронами**, вызывая ионизацию атомов. Количественные оценки для потери энергии на взаимодействие (согласно [1]) - 2 МэВ на 1 г/см². Для прохождения всей атмосферы мюон должен иметь энергию не менее 2 ГэВ.

Время жизни мюона $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-6}$ с, после происходит распад: $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e + \nu_\mu$. С учётом релятивистских эффекта замедления времени, время жизни мюона с энергией E составляет $\tau = \frac{E}{m_\mu} \tau_0$. Откуда, например, для мюона с энергией $E = 2$ ГэВ распадный пробег $L = \beta c \tau_0 \gamma \simeq 12$ км. Таким образом с учитывая то, что мюоны рождаются в верхних слоях атмосферы, до поверхности в основном доходят только частицы с большей энергией.

Итак, пробег мюона зависит от двух процессов - **распада** и **взаимодействия с атомными электронами**, значит зависит от толщины и соответственно направления на небесной сфере. Ясно, что наименьшая толщина атмосферы - для вертикально летящих частиц, поэтому следует ожидать уменьшение потока частиц при изменении направления от вертикального.

Введём ряд параметров, которые будут использоваться в дальнейшем:

1) L_0 - средний распадный пробег.

2) H_0 - высота, на которой первичные космические частицы порою каскада превращений распались до мюонов. (Речь идёт о среднем расстоянии). Будем её называть границей перехода.

3) $H = H(\theta)$ - расстояние до границы перехода в направлении под углом θ к вертикали. Вычисляется при вполне оправданном предположении о плоскости границы: $H = \frac{H_0}{\cos \theta}$.

Рождение мюонов (согласно [1]) происходит в верхнем слое атмосферы $\simeq 150 \frac{\text{г}}{\text{см}^2}$. Зная собственное время жизни мюона и его энергию, можно найти и пробег распада мюона. Поэтому рассчитаем, какое расстояние мюону надо преодолеть чтобы достигнуть Земли, чтобы понимать, с какими энергиями мы имеем дело.

Для расчётов параметров атмосферы воспользуемся моделью изотермической атмосферы. Используем стандартные обозначения μ - молярная масса, g - ускорение свободного падения, z - высота от поверхности Земли. Тогда используя распределение

Больцмана получаем: $M = \rho_0 \int_0^\infty e^{-\frac{\mu g z}{RT}} dz = \rho_0 \frac{RT}{\mu g} = \frac{P_0}{g} \simeq 1030 \frac{\text{г}}{\text{см}^2}$. Мюоны проходят лишь часть атмосферы ($\frac{150}{1030} \approx 0.15$):

$$\int_0^a e^{-x} dx = 0,85 = 1 - e^{-a} \text{ (здесь введен безразмерный параметр)} \Rightarrow H_0 = 1.9 \frac{RT}{\mu g} \simeq 15 \text{км.}$$

Перейдем к рассмотрению мюонов распространяющихся под углом θ к вертикали. $\Delta H = H_0(\frac{1}{\cos \theta} - 1)$ - изменение расстояния до границы пролёта при изменении направления.

Вероятность распада на дополнительном пути: $P_{\text{распада}}(\Delta H) = 1 - e^{-\frac{\Delta H}{c\tau}} \Leftrightarrow P_{\text{безраспада}} = e^{-\frac{\Delta H}{c\tau}}$ - пройти без распада.

Для вклада **ионизационных потерь** воспользуемся результатами эксперимента (измерения проходили на различных глубинах под землей), описанного в [1]: $N(x) = (\frac{1000}{1000+x})^{1.6} = (\frac{1000}{\xi})$; здесь $\xi = 1000 + x \propto (\cos \theta)^{1.6}$ - полное количество вещества.

Из-за взаимодействия с атомами атмосферы, мюон будет терять энергию, а значит эффект замедления времени будет несколько меньше описанного выше. Разумеется, на Землю летят мюоны обладающие различными значениями энергии. Но для теоретических оценок мы сделаем упрощение выбрав представителя, обладающего средней энергией - $E_{\text{ср}}$. Тогда можно считать, что время жизни мюона уменьшается в κ (в первом приближении можно считать $\kappa \approx 1$) раз - $\tau_{\text{ион}} = \kappa \tau$, при этом

$L = \kappa L_0$. Теперь правомерно считать вклады распада и ионизации независимыми. Значит получаем, что $N(\theta) \propto (\cos \theta)^{1.6} e^{-\frac{H(\theta)}{\kappa L_0}}$

(характерные $E_\mu = 4$ ГэВ и $m_\mu = 105,8 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$). Затем учитывая $H(\theta) = \frac{H_0}{\cos \theta}$ приходим к выражению: $N(\theta) \propto (\cos \theta)^{1.6} e^{-\frac{H_0/L_0}{\cos \theta}}$.

Теперь несколько обобщим наши рассуждения, для учёта **изменения атмосферного давления**, которое как мы увидим в дальнейшем, влияет на полученные результаты. Вернёмся к формуле для массы воздуха над 1см²: $M = \frac{P}{g} = \frac{P_0 + \Delta P}{g}$. При изменении давление эта масса меняется, и возвращаясь к формуле для M получаем $\Delta M = 1.9 \frac{\Delta P}{g}$. В итоге выбрав некоторое значение P (например то, для которого в эксперименте набран большой набор данных), мы можем рассматривать изменения давления около него, тогда:

$$N(\theta) \propto 1.9 (\cos \theta)^{1.6} e^{\frac{1.9(P_0 + \Delta P)}{\cos \theta \rho g \kappa L_0}} = 1.9 (\cos \theta)^{1.6} e^{\frac{\alpha(P_0 + \Delta P)}{\cos \theta}} \quad (1)$$

Коэффициент α определяет отношение "толщины" атмосферы к средней длине пробега, определяемой только временем жизни частицы. Коэффициент α определяется при обработке экспериментальных данных, что и описано ниже.

Конечно, нельзя забывать и о том, что мюоны, взаимодействуя с веществом, изменяют свою траекторию. Также в магнитном поле Земли они отклоняются от первоначальной траектории, что приводит к появлению постоянного фона. Всё это учитывается при обработке результатов.

1.3 Зависимость от азимутального угла

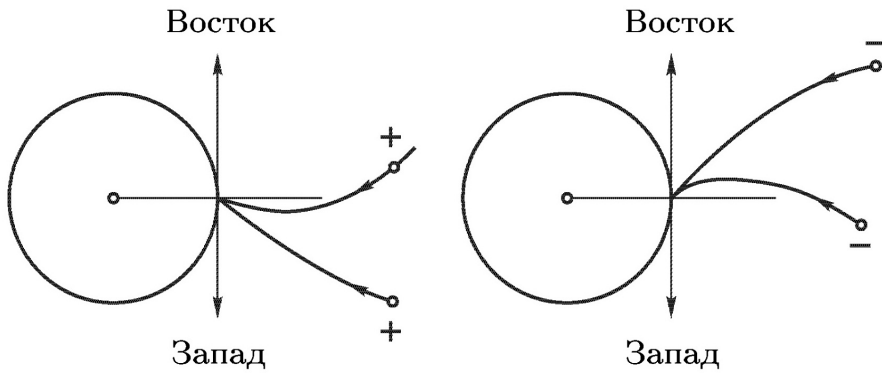


Figure 2: Распространение заряженных частиц в магнитном поле Земли. Поле направлено на читателя.

Согласно [2] имеется зависимость потока частиц от направления, выражающаяся в восточно-западной асимметрии. Дело в том, что первичные частицы заряжены, и под действием магнитного поля Земли они изменяют траекторию, причём в зависимости от заряда поворот траектории меняется. Так как большинство первичных частиц - протоны, то мы ожидаем **большой поток с запада**. Основные черты явления ясны из рисунков.

Теоретические оценки для данного явления проводить достаточно трудно. Это связано с тем что энергия первичных частиц достаточно сильно отличается, так же имеется нетривиальное распределение импульсов мюонов при последующем распаде пиона. Поэтому предлагается провести простенький эксперимент, заключающийся в измерении под одним и тем же зенитным углом, но в разных направлениях по азимуту потока частиц. Исходя из этого можно добавить поправку на полученное распределение.

1.4 Дополнительные сведения

В данном разделе размещается информация, которая будет иллюстрировать несостоятельность ряда предположений, описанных выше.

- Согласно [3], зависимость ионизационных потерь от пройденного расстояния зависит, конечно, от энергии частицы. Показатель 1.6, который мы использовали, является верным только для частиц с энергией порядка 10000 ГэВ.
- Также имеется сведения о средней энергии пришедших на землю частиц. Эта энергия - 4 ГэВ. Значит сделанные (в конце) предсказания неверны.

2 Формулировка задачи

После теоретического обзора (в котором уже были намёки на некие особенности проведения эксперимента), мы переходим к формулировке поставленной задачи.

Задача была сформулирована следующим образом:

Измерить поток заряженных космических частиц в зависимости от зенитного угла.

Из оборудования мы обладали 5-ю сцинтилляционными счётчиками и регистрирующей аппаратурой (формирователь, схема совпадений, задержка). В рамках поставленной задачи было ясно, что крайне важным этапом в решении является правильное понимание свойств имеющегося оборудования. Поэтому первоначальным этапом было изучение их работы, а именно определение ряда параметров:

- Счётная характеристика - выбор режима работы, т.е. определение рабочего напряжения
- Эффективность регистрации - какая часть из прошедших частиц детектируется счётчиком
- Случайные совпадения
- Когерентные помехи - сбои в работе источника питания и другого оборудования

Переходим к описанию проделанной работы.

3 Измерение эффективности счётчиков (Платонов Илья)

Напомним, задача состояла в том, чтобы померить поток частиц в зависимости от зенитного угла, причём сделать это как можно точнее.

В нашем распоряжении имелось три счётчика, обозначим их S1, S2, S3. Во время проведения эксперимента возникла естественная задача определения эффективности используемых счётчиков, в итоге мы померили эффективность двух геометрически одинаковых счётчиков S1 и S2. Схемы измерения эффективности:

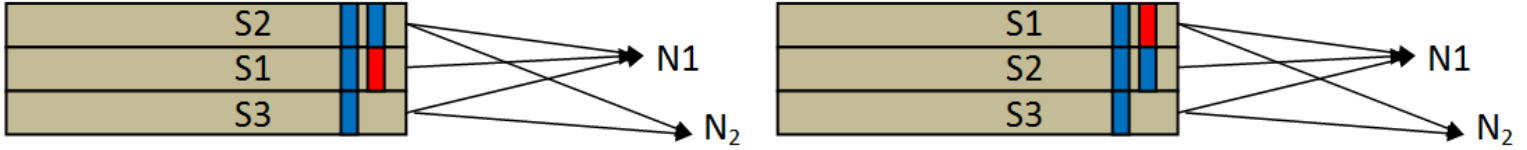
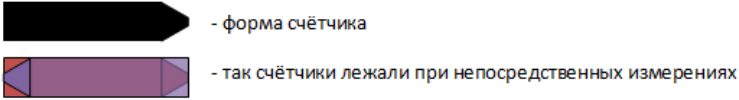


Figure 3: Измерение эффективности для двух использованных счётчиков. Отличия изображены цветом, соответствующим наклейкам в лаборатории.

Пояснение: Эффективность измеряется на центральном счётчике. N_2 – количество совпадений верхнего и нижнего счётчиков. N_1 – количество совпадений на всех 3х счётчиках. В обоих случаях измерения велись до тех пор пока N_2 не станет равным 1000. Результаты представлены на рисунке 4.

При вычислении эффективности учитывалась геометрия счётчиков:



Площадь перекрытия $G_1 = 383 \pm 17 \text{ см}^2$

Площадь поверхности одного счётчика $G_2 = 413 \pm 6 \text{ см}^2$

Тогда эффективность равна $F = N_2/N_1/(G_1/G_2)$

После вычислений получаем:

- 1) При 1,28 В эффективность S1: $97,1 \pm 5,9\%$
- 2) При 1,114 В эффективность S2: $100,0 \pm 6,1\%$

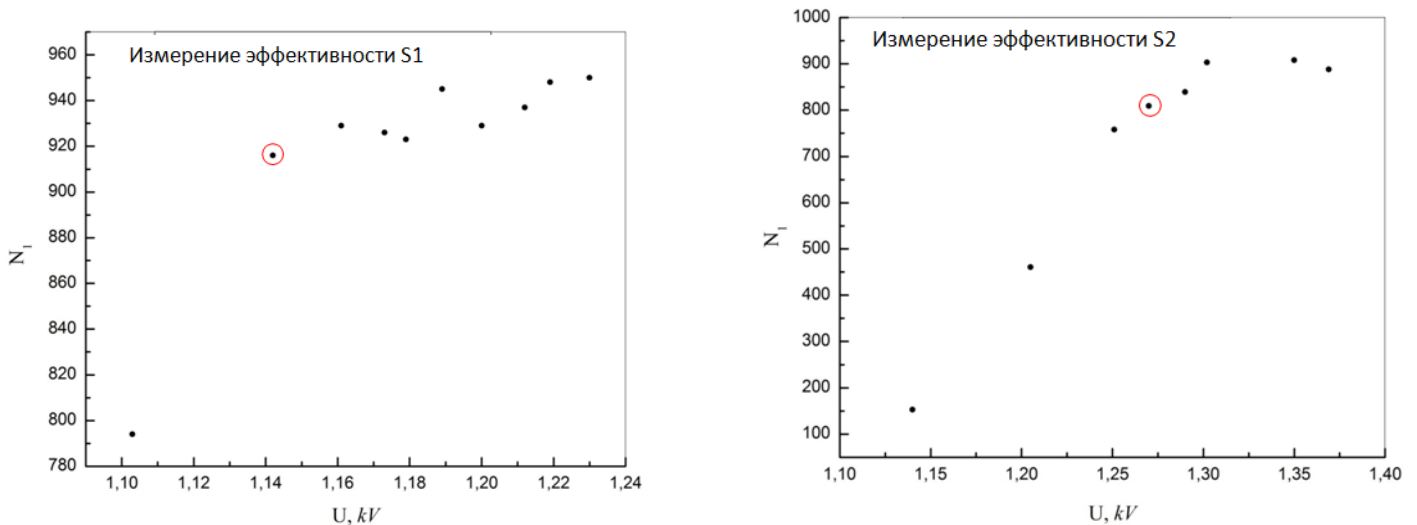


Figure 4: Графики зависимости количества регистрируемых частиц от напряжения.

Подаваемый со счётчиков сигнал преобразовывался в сигнал стандарта NIM с порогом 50мВ и длиной 40 нс. В основной работе измерялись величины за определённый промежуток времени:

- Количество одновременно зарегистрированных двумя счётчиками частиц N
- Случайные совпадения $N_{\text{случ}}$

- Когерентные ошибки $N_{\text{ког}}$

Случайный совпадения оценивались так: с одного счётчика разводился сигнал, на одной из ветвей создавалась задержка. Затем обе ветви проверялись на совпадения сигналов. Количество зарегистрированных частиц считалось случайными совпадениями

4 Оценка теоретических случайных совпадений

Считаем, что на обоих счётчиках имеется распределение Пуассона. $P(k) = \frac{N^k}{k!} e^{-N}$, где N – среднее количество частиц, зарегистрированных за 10с, $P(k)$ – вероятность зарегистрировать k частиц за время 10с. Сначала измеряем на обоих счётчиках количество зарегистрированных частиц за время 10с. $N_1=6059$ – среднее кол-во частиц на 1ом счётчике за 10с $N_2=1402$ – среднее кол-во частиц на 2ом счётчике за 10с $N_1 \cdot t_{\text{форм}} = 6059 \cdot 40 \cdot 10^{-9} \text{с} = 0,24 \cdot 10^{-3} \text{с} \ll 10 \text{с}$ Для второго счётчика время оказывается ещё меньше. Следовательно, с большой вероятностью сигналы не перекрываются. Тогда $N_{\text{сл}}$ можно оценить так $N_{\text{сл}} = (N_1 \cdot \frac{t_{\text{форм}}}{10\text{с}}) \cdot (N_2 \cdot 2) \cdot 100 = N_1 \cdot N_2 \cdot t_{\text{форм}} \cdot 2 \cdot \frac{10}{1\text{с}} = 6,8$

5 Методы измерения потока космических лучей (Александр Талицкий)

При подготовке к проведению эксперимента необходимо было понять, какую "геометрию" счётчиков разумнее всего выбрать. При решении данной задачи, разумеется, возникали различные трудности. Они сводились либо в сложных математических расчётах при обработке данных, либо к недопустимой погрешности полученных данных. Был проведён анализ ряда возможных геометрических конфигураций, который позволил выбрать оптимальное расположение измерительных устройств. Сейчас мы переходим к описанию данной части работы. Во время решения поставленной задачи были рассмотрены следующие методы:

5.1 Метод 1

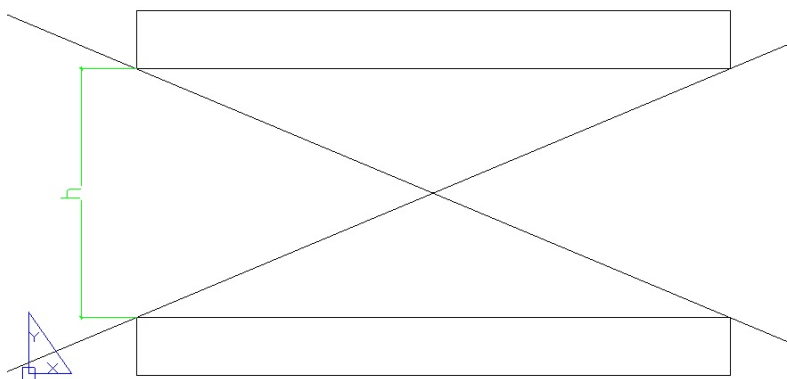


Figure 5: Расположение счётчиков. Метод 1

Меняя высоту h между счётчиками, снимаем зависимость $N(h)$. Зная $N(h)$, можем найти зависимость $P(\theta) = \frac{dN}{dS}$, как решение задачи $\int_{\sigma(h)} P(\theta) dS = N(h)$, где $\sigma(h)$ полная площадь интегрирования.

1. Не измеряем зависимость от азимутального угла.
2. Ошибка интегрирования прямо пропорциональна телесному углу, из-за большого телесного угла имеем достаточно большую погрешность.

5.2 Метод 2

Варьируя L , измеряем число частиц $N(L, h)$, при $h = \text{const}$. Измерим $\frac{dN}{dL}(\theta)$ и получаем зависимость $\int_l^{l+dl} dx \int_0^a P(\theta) dz = N(l+dl) - N(l)$.

- + Интегрирование по dx можно заменить на умножение на dl
- Большая погрешность у $N(l+dl) - N(l)$

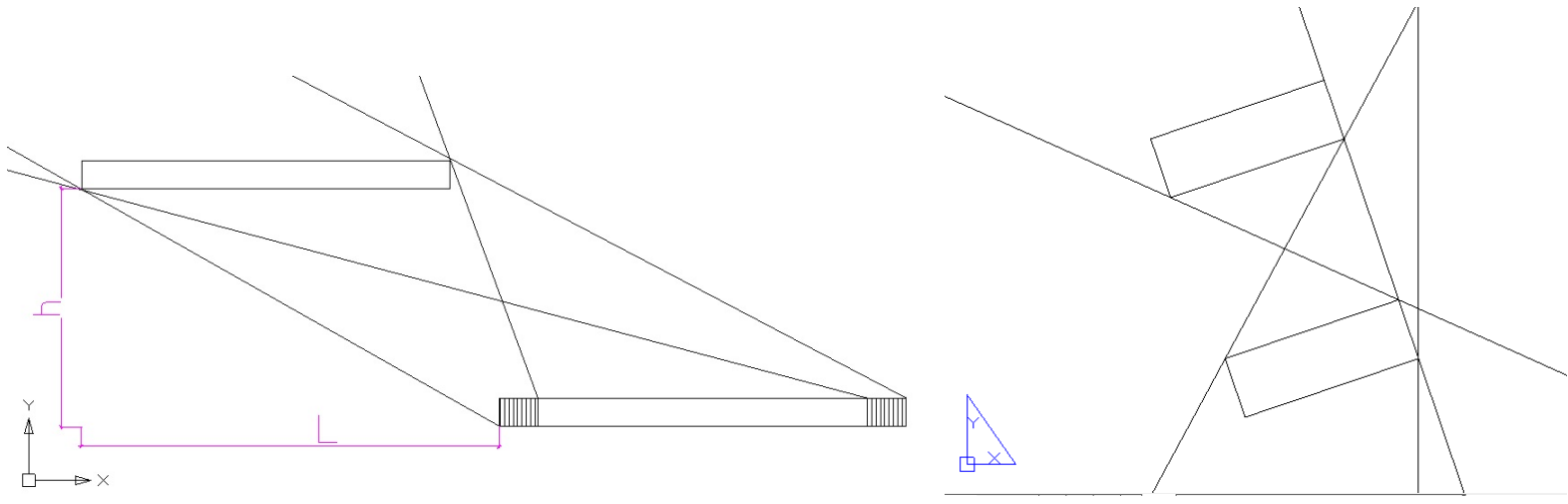


Figure 6: Расположение счётчиков. Метод 2 и Метод 3.

— Необходимо много времени, чтобы измерить поток. Оценим погрешность $\Delta N(l) = N(l + dl) - N(l)$. Имеем случайные совпадения порядка 5-10 частиц. Следовательно, имеем погрешность $\Delta N(l)$ порядка 10-20. Но при $l \approx h$, то есть углах $\theta \approx 45^\circ$, $\Delta N(l) \approx 10$ частиц, что очевидно довольно плохо.

Делаем вывод, что при маленьких углах и долгих измерениях этим методом можно пользоваться, но при больших углах необходимое время быстро растёт. Отсюда сразу следует, что из-за ограниченности времени нельзя осуществить данный метод.

5.3 Метод 3

Изменяя угол поворота между счётчиками и вертикалью можем снять зависимость $N(\theta)$.

Подбирая функцию $P(\phi) = \frac{dN}{dS}(\phi)$, как решение задачи $\int_{\sigma(\theta)} P(\phi) dS = N(\theta)$, где $\sigma(\theta)$ полная площадь интегрирования.

В отличие от предыдущих вариантов, этот обладает несколькими преимуществами:

1. Погрешность измерения зависит только от случайных и когерентных погрешностей данного измерения
2. Измерение проходит внутри маленького телесного угла
3. Возможность измерения азимутального угла

6 Обработка результатов (Самсонов Игорь)

Результатом проделанной работы, описанной в пункте “Методы измерения”, стал набор точек (h, N) по которому был рассчитан зенитный угол θ . Число частиц N взято за вычетом когерентных совпадений. Полное число частиц вычислено с учётом эффективности счётчиков. А также в таблице представлены соответствующие погрешности (погрешности для числа частиц приведены с учётом разности давлений в экспериментах).

6.1 Экспериментальные данные

h , см	σ_h	$\cos\theta$	$\sigma_{\cos\theta}$	N	$\sigma_{N_{\text{ког}}}$	$\sigma_{N_{\text{случ}}}$	$N_{\text{полное}}$	$\sigma_{N_{\text{полное}}}$	P , тор
0	0.3	0	–	26	0	9	26.77652	14.60302	756
13.1	0.3	0.21943	0.00514	51	2	4	52.52317	10.32259	756
17	0.3	0.28476	0.00522	57	1	3	58.70237	9.678267	756
28.1	0.3	0.47069	0.00555	93	4	1	95.77755	10.33603	756
35.5	0.3	0.59464	0.00585	127	7	0	130.793	12.43137	756
46.4	0.3	0.77722	0.00636	261	4	3	268.79506	24.66957	756
51.6	0.3	0.86432	0.00664	292	6	5	300.72091	27.97932	756
57.7	0.3	0.9665	0.00699	454	11	10	467.55922	43.29756	735
59.7	0	1	–	463	3	4	476.82801	42.27832	735
21.6	0.3	0.36181	0.00534	102	3	7	105.04634	15.33986	735
56	0.3	0.93802	0.00689	376	3	3	387.22966	34.49705	735
42.4	0.3	0.71022	0.00616	221	2	7	227.60041	23.24658	735
0	0	0	–	60	7	10	61.79197	16.34672	737
12	0.3	0.20101	0.00513	57	3	5	58.70237	11.48265	737
0	0	0	–	44	0	5	45.31411	11.0195	737
23	0.3	0.38526	0.00539	95	6	3	97.83728	11.81167	737
24	0.3	0.40201	0.00542	93	8	3	95.77755	11.68465	737
33.4	0.3	0.55946	0.00576	146	2	3	150.36045	15.39724	737
43.9	0.3	0.73534	0.00624	235	6	3	242.01854	22.49947	737
53.1	0.3	0.88945	0.00673	370	4	14	381.05046	38.33437	748
56.4	0.3	0.94472	0.00691	368	3	6	378.99073	34.68801	748
58.5	0.3	0.9799	0.00704	366	5	4	376.931	33.89958	748
54.6	0.3	0.91457	0.00681	409	4	4	421.21524	37.59916	748
59.1	0.3	0.98995	0.00707	402	6	3	414.00618	36.75059	748
59.4	0.3	0.99497	0.00709	393	7	2	404.73738	35.74778	748
59.7	0	1	–	395	23	6	406.79712	36.96996	748
51	0.3	0.85427	0.00661	283	5	4	291.45211	26.86287	748

6.2 Графики

Построенный по этим данным график не будет являться правильным угловым распределением потока частиц, несмотря на хорошее соответствие теоретической зависимости. Объясняется это тем, что при измерениях предложенным методом фиксировались частицы, пролетающие под некоторым углом к прямой, соединяющей центры двух счётчиков. Диапазон этого угла составляет от 0 до $\arccos(\frac{h}{\sqrt{h^2+a^2+b^2}}) \approx 0.707$. Поиск истинного распределения проводился методом наименьшего χ^2 . Бралась зависимость вида $N = a + b(\cos\theta)^{1.6}e^{-\frac{c}{\cos\theta}}$. Она численно интегрировалась в заданном диапазоне углов. Затем по наименьшему χ^2 находились неопределённые коэффициенты a , b и c . Таким образом, поток зарегистрированных частиц удовлетворяет распределению $N(\theta) = 45 + 712 \cdot (\cos\theta)^{1.6} e^{-\frac{0.61}{(\cos\theta)^2} M^{-2} c^{-1}}$ с $\chi^2 = 0.834$.

На рисунке чёрными точками показаны экспериментальные данные, а красными – рассчитанные тем же методом по найденному распределению. А также на графике нарисована соответствующая интегральная кривая.

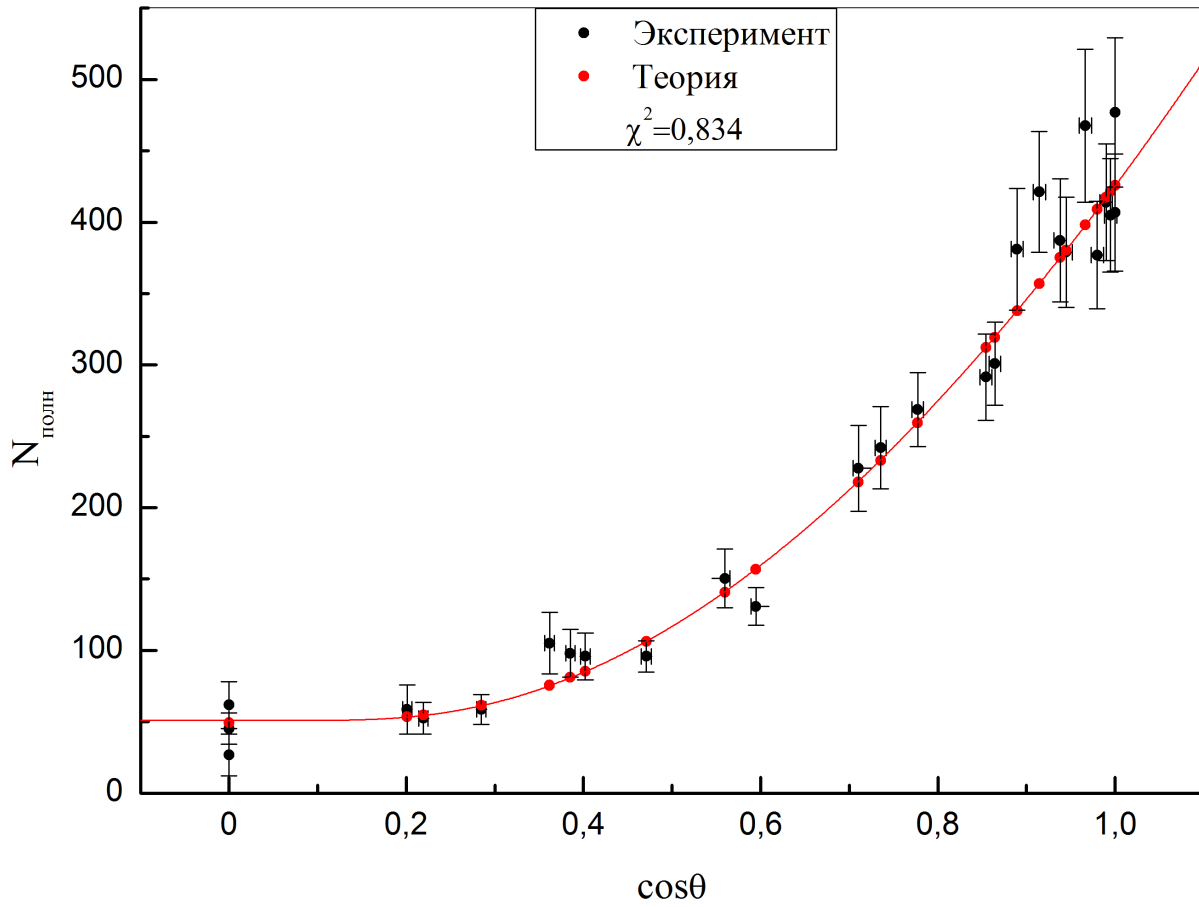


Figure 7: Зависимость полного числа частиц от $\cos\theta$

7 Предварительные итоги

Как видно из полученных в результате обработки формул, полученная зависимость согласуется с теорией с вероятностью 74%. Дополнительное слагаемое много меньше основного вклада. Также из результатов можно оценить среднюю энергию образовавшихся мюонов (энергию частиц в момент образования), получается $E \approx 4\text{ГэВ}$. Эта оценка получается в рамках предположения о малом эффекте ионизационных потерь (это оправдывается, т.к. атмосфера достаточно сильно разрежена) и тривиальном применении формулы (1).

References

- [1] Игошин Ф.Ф., Самарский Ю.А., Ципенюк Ю.М. Лабораторный практикум по общей физике. Квантовая физика. М.: Физматкнига, 2012. 464 с.
- [2] Сивухин Д.В. Общий курс физики: Учеб. пособие для вузов. В 5 т. Т. 5. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2008. 784 с.
- [3] Review of Particle Physics. 2016. [urlhttp://pdg.lbl.gov/2016/reviews/rpp2016-rev-cosmic-rays.pdf](http://pdg.lbl.gov/2016/reviews/rpp2016-rev-cosmic-rays.pdf).