

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 24 А

СОСТАВ И СВОЙСТВА КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УРОВНЕ МОРЯ

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Основные сведения о космических лучах	3
Описание экспериментальной установки	20
Упражнение № 1. Лептонная компонента космического излучения на уровне моря	27
Упражнение № 2. Угловое распределение и время жизни мюонов	33
ЛИТЕРАТУРА	39

ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

Первичное космическое излучение – это потоки атомных ядер высоких энергий, приходящих на Землю из просторов Вселенной. Кроме того, к космическим лучам принято относить и вторичное излучение, возникшее в результате взаимодействия первичного космического излучения с ядрами атомов атмосферы Земли.

1. Краткая история изучения космических лучей

Впервые указание на возможность существования ионизирующего излучения внеземного происхождения было получено в начале XX века в опытах по изучению проводимости газов. Обнаруженный спонтанный электрический ток в газе не удавалось объяснить ионизацией, возникающей от естественной радиоактивности Земли. Наблюдаемое излучение оказалось настолько проникающим, что в ионизационных камерах, экранированных толстыми слоями свинца, все равно наблюдался остаточный ток.

В 1911-1912 годах был проведен ряд экспериментов с ионизационными камерами на воздушных шарах. Гесс обнаружил, что излучение растет с высотой, в то время как ионизация, вызванная радиоактивностью Земли, должна была бы падать с высотой. В опытах Кольхерстера было доказано, что это излучение направлено сверху вниз.

В 1921-1925 годах американский физик Милликен, изучая поглощение космического излучения в атмосфере Земли в зависимости от высоты наблюдения, обнаружил, что в свинце это излучение поглощается так же, как и гамма-излучение

ядер. Милликен первым и назвал это излучение космическими лучами.

В 1925 году советские физики Л.А.Тувим и Л.В.Мысовский провели измерение поглощения космического излучения в воде: оказалось, что это излучение поглощалось в десять раз слабее, чем гамма-излучение ядер. Мысовский и Тувим обнаружили также, что интенсивность излучения зависит от атмосферного давления – открыли "барометрический эффект". Опыты Д.В.Скобельцына с камерой Вильсона, помещенной в постоянное магнитное поле, дали возможность "увидеть", за счет ионизации, следы (треки) космических частиц. Д.В.Скобельцын открыл ливни космических частиц.

Л.В.Мысовский предложил использовать толстые фотозмульсии для регистрации ядерного излучения. Этот метод широко используется и в настоящее время для изучения взаимодействий космических лучей со средой.

В ряде экспериментов было обнаружено, что в космических лучах есть как бы две различные по своей проникающей способности компоненты. Оказалось, что есть частицы, которые полностью поглощаются в пластинах 10 см свинца - их назвали мягкими. Остальные частицы, интенсивность которых после прохождения слоя свинца толщиной 10 см оставалась практически постоянной, назвали жесткими. Впоследствии было установлено, что мягкую компоненту составляют электроны, а жесткую - мюоны.

Дальнейшие опыты по изучению зависимости интенсивности излучения от высоты показали, что максимум интенсивности космических частиц находится на высоте 20 км над уровнем моря. На

больших высотах интенсивность космических лучей несколько уменьшается, а затем, начиная с высоты 60 км, становится постоянной.

Эксперименты в космических лучах позволили сделать ряд принципиальных для физики микромира открытий.

В 1932 году Андерсон открыл в космических лучах позитрон. В 1937 году Андерсоном и Неддермейером были открыты мюоны и указан тип их распада. В 1947 году открыли π - мезоны. В 1955 году в космических лучах установили наличие К-мезонов, а также и тяжелых нейтральных частиц - гиперонов.

В опытах с космическими лучами появилась квантовая характеристика "странность". Именно в экспериментах с космическими лучами появились указания на несохранение четности, обнаружались процессы множественной генерации частиц в нуклонных взаимодействиях. Эти эксперименты позволили также определить величину эффективного сечения взаимодействия нуклонов высокой энергии.

Появление космических ракет и спутников привело к новым открытиям – обнаружению в 1958 г. радиационных поясов Земли (С.Н.Вернов и А.Е.Чудаков и, независимо от них в том же году, – Ван-Аллен), и позволило создать новые методы исследования галактического и межгалактического пространств.

Физика космических лучей изучает:

1. Проблемы собственно ядерной физики и физики элементарных частиц, сейчас уже в области сверхвысоких ($>10^{15}$ эВ) энергий, которые выше энергий, достигнутых в настоящее время на ускорителях.

2. Взаимодействие космических лучей с космическими объектами, планетами, их атмосферой и магнитными полями и явления, связанные с ними.

3. Процессы рождения космических лучей и их ускорение в космическом пространстве.

2. Первичное космическое излучение

Как уже упоминалось, космические лучи представляют собой потоки ядер атомов, в основном протонов, рожденных и ускоренных в объектах космического пространства. Интенсивность космического излучения в период минимума солнечной активности составляет $J \sim 0,23 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$.

Энергия космических частиц заключена в широком диапазоне от 10^9 до 10^{20} эВ. Важнейшими характеристиками космического излучения являются его химический состав и энергетический спектр.

Состав первичного космического излучения. Изучение состава первичных космических лучей проводилось с помощью фотоэмульсий, сцинтилляционных и черенковских детекторов, установленных на самолетах и шарах-зондах, на спутниках и автоматических космических станциях. Оказалось, что первичное излучение состоит на 90% из протонов, 7% приходится на альфа-частицы и 3% на долю ядер с $Z > 2$.

Знание химического состава первичного излучения необходимо для решения вопроса о происхождении космических лучей. Космические лучи – это составная часть нашей Вселенной, и поэтому их химический состав должен соответствовать распространенности элементов во Вселенной. Любые аномалии в составе могут служить

указанием на особенности рождения и распространения космических лучей в межзвездном пространстве.

В космических лучах при исследовании поведения химического состава принято объединять ядра в определенные группы в зависимости от величины заряда Z . В группу P входят протоны, дейтоны и ядра трития, а группу α составляют ядра гелия. Группа L (легкие ядра) объединяет ядра лития (Li), бериллия (Be) и бора (B); группа M (средние ядра) состоит из ядер углерода (C), кислорода (O), азота (N) и фтора (F). Группу тяжелых ядер (H) образуют ядра с $Z > 10$ и группу сверхтяжелых – ядра с $Z > 20$.

Сравнение распространенности элементов в космических лучах и во Вселенной (рис.1) выявляет, во-первых, избыток тяжелых ядер в космических лучах, что, возможно, связано с более эффективными процессами их образования. Во-вторых, в космических лучах наблюдается значительный избыток ядер группы L (Li, Be, B) - ядер весьма редких во Вселенной. Соотношение в первичном излучении числа ядер групп L и M составляет $N_L / N_M = 0,30$, что в 10^6 раз больше соотношения этих групп ядер в нашей Галактике.

Избыток ядер группы L в космическом излучении связан с тем, что при движении к Земле тяжелые ядра взаимодействуют с межзвездным веществом, расщепляются (фрагментируют) на более легкие ядра. Сопоставление соотношения N_L / N_M в космических лучах с вероятностью фрагментации тяжелых ядер позволяет оценить возраст космических лучей (время их блуждания в космическом пространстве) - оно составляет 10^8 лет. При этом

оказывается, что космические лучи проходят путь в 5 г/см^2 .

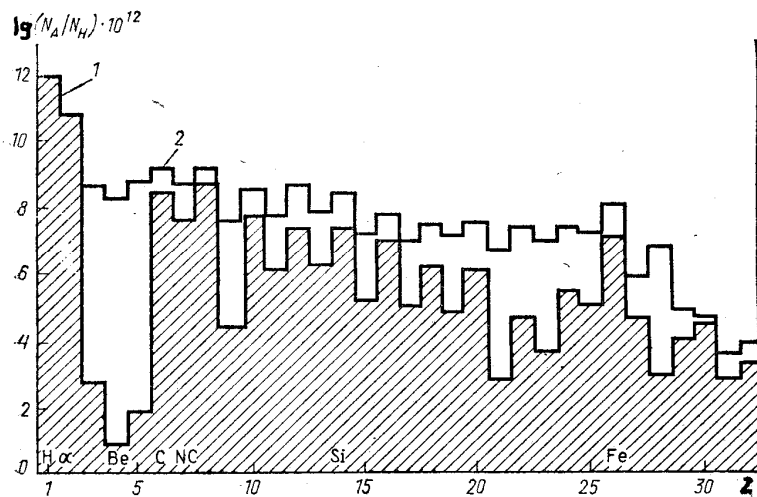


Рис.1. Химический состав космических лучей:
1 – Галактика; 2 – космические лучи (нормировано по содержанию водорода).

Электронов в первичном космическом излучении в 100 раз меньше, чем протонов.

Исследования, проведенные в последние годы на спутниках и на Луне, показали, что химический состав первичного космического излучения мало меняется с энергией частиц: доля ядер группы L и ядер с зарядом $17 < Z < 25$ уменьшается с ростом энергии (при энергиях порядка нескольких ГэВ / нуклон).

Энергетический спектр первичного космического излучения. Как уже упоминалось, диапазон энергий частиц, зарегистрированных в космических лучах, весьма велик: от 10^9 до 10^{20} эВ.

Разнообразны и методы исследования зависимости интенсивности J космических лучей от их энергии E_0 . Это и методы, использующие геомагнитные эффекты (энергии до десятков ГэВ), и ионизационные калориметры, установленные на спутниках (интервал энергий от 10^6 до 10^6 ГэВ); и изучение черенковской вспышки от частиц, идущих в составе, так называемых, широких атмосферных ливней (энергии $10^6 - 10^{11}$ ГэВ).

Проведенные эксперименты показали, что с ростом энергии интенсивность космических лучей резко уменьшается, а сам энергетический спектр космических лучей можно описать степенной функцией:

$$J(E_0)dE_0 = AE_0^{-\gamma}dE_0, \quad (1)$$

где $\gamma = 2,75$ (до энергии $\sim 10^6$ ГэВ). В интервале энергий $(1-3) \cdot 10^6$ ГэВ наблюдается изменение наклона спектра до значений $\gamma = 3,2$. В области энергий $E_0 \sim 10^9$ ГэВ, по некоторым данным, происходит новое изменение наклона спектра - возвращение к значению $\gamma = 2,7$ (рис.2). Этот результат нуждается в уточнении.

Самые высокие зарегистрированные значения энергии частиц достигают $2 \cdot 10^{20} - 10^{21}$ эВ. Регистрация частиц, обладающих столь высокой энергией, вызывает повышенный интерес, поскольку существуют доказательства в пользу того, что в космических лучах не должно быть частиц таких высоких энергий. Дело в том, что наша Вселенная заполнена ионизованным и нейтральным газом, в котором существуют хаотические и регулярные магнитные поля, а также некоторым фоновым (реликтовым) излучением, возникшим на ранних

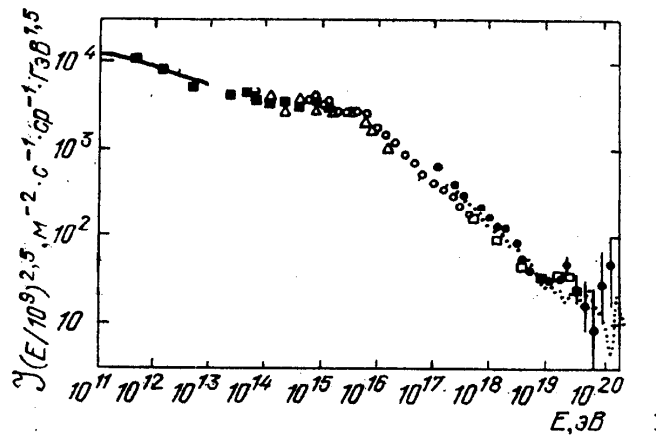


Рис. 2. Экспериментальный энергетический спектр ПКР в дифференциальной форме в широком интервале энергий (интенсивность умножена на $E_0^{2.5}$)

стадиях её развития. Вселенная со временем расширяется, а излучение охлаждается, и к нашему времени реликтовое излучение имеет максимум интенсивности в микроволновом диапазоне. Плотность же его составляет $n \sim 400$ фотонов/см³.

Грейзен и независимо от него Г.Т.Зацепин и В.А.Кузьмин в 1966 г. предположили, что существование реликтового излучения должно привести к обрезанию спектра первичного излучения в области энергий, больших 10^{20} эВ, из-за фоторождения пионов во взаимодействиях первичных протонов с фоновыми фотонами. В последнее время появились сообщения, что наблюдаются и события с энергией $>10^{20}$ эВ.

Поэтому вопрос о существовании реликтового обрезания остается открытым.

Источники космических лучей. Окончательной теории происхождения космических лучей в настоящее время пока еще нет. Любая модель, претендующая на эту роль, должна объяснить основные экспериментально установленные характеристики первичных космических лучей, а именно:

1. Форму энергетического спектра.
2. Химический состав.
3. Полную энергию.
4. Практически постоянную во времени интенсивность.

Одна из первых гипотез происхождения космических лучей была разработана В.Л. Гинзбургом (1963 г.). Посмотрим, какие космические объекты предлагает эта модель в качестве источников космических лучей.

Космические лучи заполняют Галактику – сферу радиуса $R \sim 5 \cdot 10^{22}$ см. Объем V такой сферы равен $V_R \sim 5 \cdot 10^{68} \text{ см}^3$. Плотность энергии космических лучей принимается постоянной во времени и равной плотности космических лучей около Земли. Плотность энергии космических лучей составляет $W_C \sim 10^{-12}$ эрг/см³. Тогда полная энергия $W_{к.л.}$ космических лучей будет

$$W_{к.л.} = W_C \cdot V_R \sim 10^{56} \text{ эрг} \sim 10^{68} \text{ эВ.} \quad (2)$$

Как уже упоминалось, во время путешествия космических лучей от их источника к Земле они проходят путь $L \sim 5 \text{ г/см}^2$.

Отсюда можно оценить время T жизни космических лучей:

$$T = L/\rho c \sim 5/10^{-26} \cdot 3 \cdot 10^{10} c \sim 1,5 \cdot 10^{16} c \sim 5 \cdot 10^8 \text{ лет}, \quad (3)$$

где $\rho \sim 10^{-26} \text{ г/см}^3$ - плотность межзвездного вещества, c – скорость движения частиц принимается равной скорости света. Теперь можно оценить мощность, которой обладают источники космических лучей:

$$P = W_{\text{к.л.}} / T \sim 10^{56} \text{ эрг} / 10^{16} c = 10^{40} \text{ эрг/с}. \quad (4)$$

Какие же из межзвездных объектов могут обеспечить такую мощность? Мощность Солнца составляет $\sim 10^{23} \text{ эрг/с}$. Звезд типа Солнца в Галактике $\sim 10^{11}$, следовательно, они могут обеспечить суммарную мощность лишь 10^{34} эрг/с , что много меньше требуемой. Конечно, в Галактике есть и более мощные, чем Солнце, звезды, но и их суммарная мощность далека от требуемой.

В.Л.Гинзбург показал, что наиболее возможными источниками космических лучей могут быть вспышки сверхновых звезд. Суммарная энергия космических лучей от сверхновых, по оценке, близка к 10^{49} эрг/с . Частота вспышек сверхновых звезд - два раза в столетие. Теперь можно найти среднюю мощность $P_{\text{с.н.}}$ вспышек сверхновых:

$$P_{\text{с.н.}} = W_{\text{к.л.}} / T \sim 10^{40} \text{ эрг/с}. \quad (5)$$

Следовательно, вспышки сверхновых звезд могут обеспечить постоянную интенсивность космических лучей.

Может возникнуть вопрос, почему не рассмотреть в качестве основных источников космических лучей квазары и радиогалактики, в которых содержится в тысячи раз больше космических лучей, чем в обычных галактиках? Однако, хотя энергия, выделяемая

кварами, порядка энергии, выделяемой всеми активными галактиками, число квазаров в 10^5 раз меньше полного числа галактик. Количество же радиогалактик порядка нескольких сотен, т.е. в тысячу раз меньше числа нормальных галактик, поэтому их суммарное энерговыделение оказывается порядка на три меньше энерговыделения всех галактик.

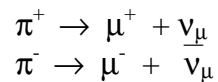
3. Прохождение космических лучей через атмосферу Земли

Наша задача дать, в основном, качественную картину прохождения первичных космических лучей через земную атмосферу.

Итак, на верхнюю границу атмосферы Земли после длительного путешествия приходят частицы первичного космического излучения. Им предстоит преодолеть до уровня моря (по вертикали) почти 1030 г/см^2 вещества, в то время как в космосе весь их путь составил 5 г/см^2 . Атмосфера Земли состоит в основном из азота ($\text{N}_2 \sim 75,5\%$ массовых) и кислорода ($\text{O}_2 \sim 23\%$ массовых) и углекислого газа. Плотность атмосферы на уровне моря $0,0012 \text{ г/см}^3$.

На высотах порядка нескольких десятков километров ($\sim 10^6 \text{ см}$) от поверхности Земли первичные космические лучи испытывают сильные (ядерные) взаимодействия с ядрами атомов воздуха. В этих взаимодействиях рождаются различного рода частицы: пионы – π , каоны – K , нуклон – антинуклонные пары, гипероны и т.д. Как правило, одна из вторичных частиц, того же типа, что и первичная, получает, в среднем, около 50% начальной энергии (так называемый эффект "лидерования"). Такая частица в состоянии еще несколько раз провзаимодействовать в атмосфере.

Первичный нуклон с энергией $>10^{12}$ эВ может испытать до десятка таких последовательных столкновений с ядрами атомов воздуха. Рождаемые в этих взаимодействиях заряженные пионы – π^{\pm} затем или распадаются, или могут сами провзаимодействовать с ядрами. Время жизни заряженных пионов – $\tau \sim 2 \cdot 10^{-8}$ с, а распадаются они с образованием мюонной компоненты и нейтрино:



Нейтральные пионы π^0 из-за малого времени их жизни $\tau \sim 10^{-16}$ с практически сразу распадаются на два гамма-кванта, давая, тем самым, начало электронно-фотонной компоненте ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$). Действительно, энергия, которую получает эта пара квантов, много больше массы покоя нейтрального пиона π^0 (~ 135 МэВ), и, следовательно, для таких γ – квантов наиболее вероятным процессом взаимодействия со средой будет образование электрон – позитронных пар (e^+e^-).

Электроны, в свою очередь, за счет тормозного излучения на ядрах атомов воздуха, дают опять высокоэнергичные γ -кванты, те опять – e^+e^- пару и т.д. Таким образом в воздухе появляется электронно-фотонный каскад.

Итак, мы видим, что в атмосфере развивается, во-первых, каскад из ядерно-активных частиц (пионы, каоны, нуклоны и т.д.) и, во-вторых, – электронно-фотонный каскад за счет процессов тормозного излучения и образования пар (рис.3).

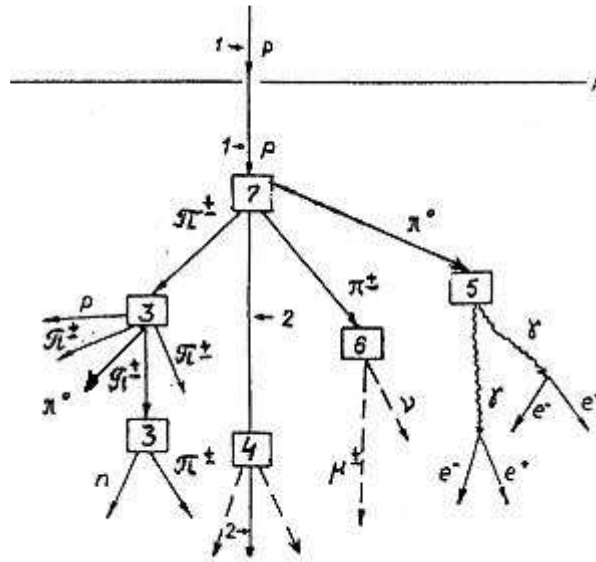


Рис.3. Развитие каскадного ливня от первичной космической частицы в атмосфере:

А – верхняя граница атмосферы, 1 – первичная частица (протон), 2 – вторичная лидирующая частица (нуклон), 3 – ядерные взаимодействия пионов, 4 – ядерные взаимодействия без образования релятивистских частиц, 5 – распад нейтрального пиона (возникновение электромагнитного каскада), 6 – распад заряженных пионов (возникновение мюонного компонента), 7 – взаимодействие высокоэнергичных частиц с ядрами атомов воздуха

Однако, размножение частиц в этих каскадах ограничивается процессами диссипации энергии. Для

ядерных каскадов с участием пионов и каонов такими диссипационными процессами будут распады частиц, в результате которых вместо ядерно-активных частиц рождаются ядерно-пассивные (мюоны и нейтрино) или, как в случае распада нейтрального пиона, энергия перейдет в электронно-фотонную компоненту. Например, для заряженных пионов можно показать, что распадный процесс для них станет преобладающим, когда их энергия достигнет некоторой критической величины $E_{кр} \sim m_{\pi} c^2 h / c\tau_0$, где h - геометрическая длина относительно ядерного взаимодействия. Значение $E_{кр}$ можно найти из условия равенства геометрической длины h пробегу относительно распада $L_{расп}$:

$$L_{расп} = c\tau_0 / \sqrt{1 - \beta^2} = h, \quad (6)$$

но энергия пионов $E_{кр}$ равна

$$E_{кр} = m_{\pi} c^2 / \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (7)$$

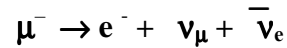
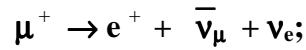
и тогда

$$E_{кр} = m_{\pi} c^2 h / c\tau_0, \quad (7a)$$

где τ_0 - время жизни покоящегося пиона π^{\pm} , $m_{\pi} c^2$ - энергия покоя пиона. Для нижних слоев атмосферы $h \sim 0,6$ км и $E_{кр} \sim 10^{10}$ эВ. В случае электронно-фотонных каскадов диссипация энергии идет за счет ионизационных потерь электронов и комптон- и фотоэффектов для фотонов. Развитие электронно-фотонных каскадов продолжается до тех пор, пока ионизационные потери электрона на одной радиационной длине не станут равными энергии $E_{кр}$ самой частицы. В воздухе значение критической энергии равно 81 МэВ.

Выше уже упоминалось, что в результате распада заряженных пионов в атмосфере появляются мюоны.

Мюон – частица нестабильная: его время жизни $\tau \sim 2 \cdot 10^{-6}$ с. μ^- и μ^+ – это частица и античастица. Схемы их распадов зарядово-сопряженные. μ^- распадается на электрон e^- , мюонное нейтрино ν_μ и электронное антинейтрино $\bar{\nu}_e$. μ^+ распадается на позитрон e^+ , мюонное антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$ и электронное нейтрино ν_e .



Масса и энергия покоя мюона соответственно равны $m_\mu = 210m_e = 105$ МэВ.

Максимальная генерация мюонов приходится на высоту $\sim 10-20$ км. Основными процессами, за счет которых мюоны поглощаются в атмосфере, являются распад и ионизационные потери. Посмотрим, какое расстояние сможет пролететь, не распавшись, мюон, имеющий, например, энергию $E \sim 2 \cdot 10^9$ эВ или скорость βc ($\beta \sim 1$), т.е. найдем его распадный пробег. Время жизни такого мюона равно:

$$\tau = \tau_0 / \sqrt{1-\beta^2} = \tau_0 E / m_\mu c^2. \quad (8)$$

Тогда

$$L_{\text{расп}} = \tau \beta c = \tau_0 \beta c E / m_\mu c^2 = 13 \text{ км}. \quad (8a)$$

Теперь видим, что до уровня моря с высоты преимущественной генерации мюонов (~ 20 км) могут долететь лишь частицы с энергией $E > 2 \cdot 10^9$ эВ.

На ионизацию в атмосфере мюоны теряют в среднем около 2 МэВ $\text{г}^{-1}\text{см}^2$. В 30% случаев электрону

передается столь большая энергия, что он сам превращается в быструю частицу. Такие электроны названы δ - электронами. δ - электроны, обладая энергией в $10^3 - 10^4$ эВ, могут сами испытывать ионизационные потери.

Радиационные же потери мюонов в воздухе из-за их большой массы малы по сравнению с потерями для электронов.

Действительно, ускорение, испытываемое при радиационном торможении мюонами, в m_μ / m_e , а излучение энергии - в $(m_\mu / m_e)^2$ раз меньше тех же величин для электронов. Потери энергии на излучение будут:

$$-(dE / dx)_{\text{рад.изл.}} \sim (m_e / m_\mu)^2 E_0.$$

Следовательно, энергия E_0 , теряемая мюоном на одной радиационной длине в $\sim (200)^2 = 40.000$ раз меньше, чем теряемая электроном на той же длине.

Таким образом, поток высокоэнергичных мюонов слабо поглощается в атмосфере. Ядерно-активные частицы быстро поглощаются в атмосфере. Поэтому, на уровне моря вторичное космическое излучение состоит в основном из мюонов (жесткая компонента), электронов и фотонов (мягкая компонента). Интенсивность заряженных частиц на уровне моря имеет следующие значения (для вертикального потока):

$$J_{\text{ж}} = 0,82 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1} \text{ ср}^{-1};$$

$$J_{\text{м}} = 0,31 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}.$$

Следует отметить, что состав жесткой компоненты на разных высотах в атмосфере неодинаков. На уровне моря жесткая компонента состоит из мюонов, а на верхней границе атмосферы - из протонов и α - частиц.

При сверхвысоких энергиях первичной частицы ($E_0 > 10^5$ ГэВ) число ее вторичных потомков в ядерных и электронно-фотонных каскадах в атмосфере Земли достигает 10^6 - 10^9 частиц. Это явление получило название широкого атмосферного ливня (ШАЛ). Частицы широкого атмосферного ливня регистрируются с помощью многочисленных и разнообразных детекторов, размещенных на площади в несколько квадратных километров. Измерение числа частиц разной природы в широком атмосферном ливне, их энергетических и пространственных характеристик позволяет получить информацию о характеристиках первичных частиц и их взаимодействиях.

Итак, из-за наличия у Земли довольно толстого слоя атмосферы первичные космические лучи испытывают многократные взаимодействия, развиваются каскадные процессы, что является причиной появления широких атмосферных ливней, мюонов и электронов.

В заключение перечислим основные источники вторичного излучения в атмосфере.

1. Для мюонов – распад заряженных пионов.
2. Для электронно-фотонной компоненты:
 - а) распад нейтральных пионов с последующим образованием электронно-фотонного каскада,
 - б) распад мюонов и
 - в) образование мюонами δ -электронов.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Установка, с помощью которой выполняются лабораторные работы, состоит из двух сцинтилляционных и одного черенковского детекторов, набора свинцовых фильтров общей толщиной 20 см, универсального научно-измерительного комплекса и персонального компьютера (рис. 1).

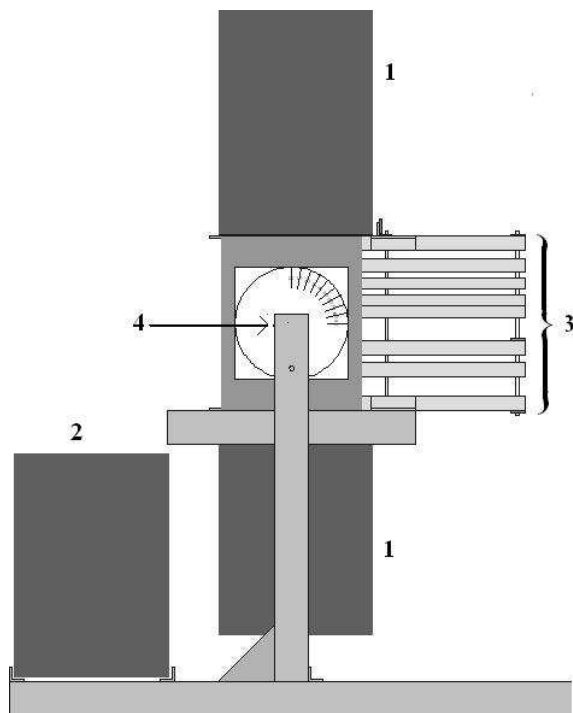


Рис. 1. Общий вид установки

1 – сцинтилляционный детектор; 2 – черенковский детектор;
3 – пластины свинцового фильтра; 4 – поворотный механизм

Сцинтилляционный детектор (рис.2) состоит из сцинтиллятора, в котором ионизирующие частицы вызывают вспышку люминесценции, фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), преобразующего световую вспышку в импульс электрического тока, и электронной системы, регистрирующей эти электрические импульсы [4].

Сцинтилляционные детекторы применяются не только для регистрации ионизирующего излучения, но и для детектирования γ -квантов и нейтронов. В этих случаях сцинтилляционный детектор регистрирует не сами фотоны и нейтроны, а возникающие при их взаимодействиях с веществом сцинтиллятора ионизирующие частицы: электроны, ядра отдачи и осколки расщепленных ядер.

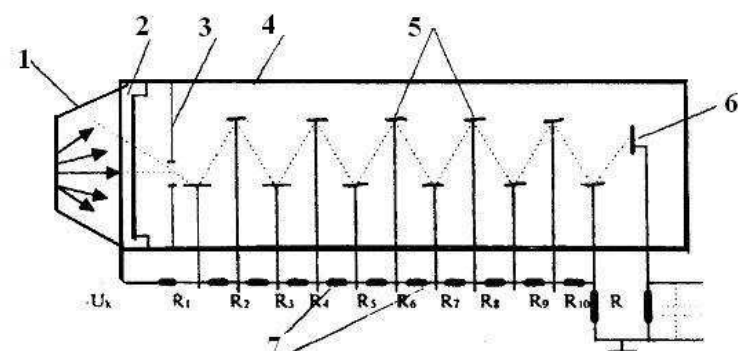


Рис.2. Сцинтилляционный детектор:
 1 - сцинтиллятор; 2 - фотокаод; 3 - диафрагма; 4 - корпус ФЭУ; 5 - диноды; 6 - анод; 7 - делитель напряжения

Таким образом, сцинтилляционные детекторы позволяют регистрировать все виды радиоактивного излучения, причем, в отличие от газоразрядных счетчиков, эффективность регистрации

высокоэнергетичных γ -квантов в сцинтилляционных детекторах может быть очень большой (50 или даже 100%).

Высокая временная разрешающая способность позволяет использовать сцинтилляционные детекторы при высоких скоростях счета и проводить измерения коротких интервалов вплоть до десятых долей секунды. Благодаря этому свойству стали возможны прямые измерения времени жизни короткоживущих возбужденных состояний ядер, позитронов и мезонов.

В нашей установке в сцинтилляционном детекторе используются ФЭУ-49 (диаметр фотокатода 160 мм) и сцинтиллятор полистирол с добавкой терфенила толщиной 50мм и размером 250мм \times 250мм, плотность сцинтиллятора $\sim 1,1$ г/см³.

Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) – это фотоэлемент с многократным усилением, основанным на явлении вторичной эмиссии. ФЭУ состоит из фотокатода, фокусирующего устройства, нескольких эмиттеров (динодов) и анода. Все электроды ФЭУ помещены в баллон с высоким вакуумом.

В применяемом в настоящей работе фотоумножителе ФЭУ-49 имеется 14 электродов: фотокатод 2, фокусирующая диафрагма 3, одиннадцать эмиттеров и анод 6 (рис.2). Познакомиться более подробно с устройством сцинтилляционного детектора и механизмом его работы можно в описании лабораторной работы “Сцинтилляционный метод” спецпрактикума по современным методам физических исследований [4].

Черенковский детектор. В среде с показателем преломления $n > 1$ скорость света равна $c' = c/n < c$ и заряженная частица может двигаться со скоростью V

большей фазовой скорости $V > c/n$ света. При этом под воздействием электрического поля этой движущейся заряженной частицы в среде возникает электромагнитное излучение, названное по имени открывшего его Черенкова П.А. “черенковским” (познакомиться более подробно с устройством и механизмом работы черенковского детектора можно в описании лабораторной работы “Черенковский детектор” спецпрактикума по современным методам физических исследований [6,7] и “Черенковское излучение и черенковский детектор” настоящего сборника).

Черенковское излучение наблюдается по направлению движения частицы под определенным углом θ относительно ее траектории

$$\cos \theta = 1/\beta n, \quad \text{где } \beta = V/c.$$

Черенковское излучение регистрируется специальным детектором. Черенковский детектор (рис. 3) состоит из радиатора (среды, в которой возникает черенковское излучение), оптической системы, направляющей излучаемый радиатором свет в регистрирующий прибор, и самого регистрирующего прибора. В качестве последнего служит ФЭУ-49. Радиатор выполнен из плексигласа толщиной 5 см.

Сцинтилляционные детекторы (или сцинтилляционный и черенковский детекторы) располагаются один против другого и включаются на совпадения (рис.4). Схема совпадений срабатывает только тогда, когда одна и та же частица пройдет через оба детектора, т.е. регистрируются частицы, прошедшие в пределах телесного угла Ω .

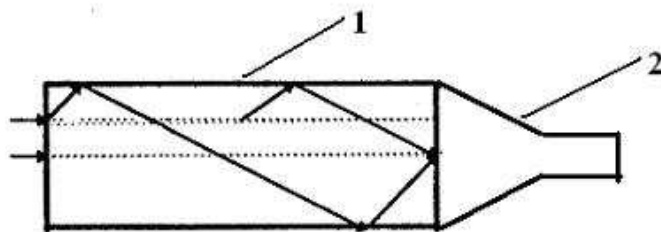


Рис.3. Схема черенковского детектора: 1– радиатор; 2 – ФЭУ

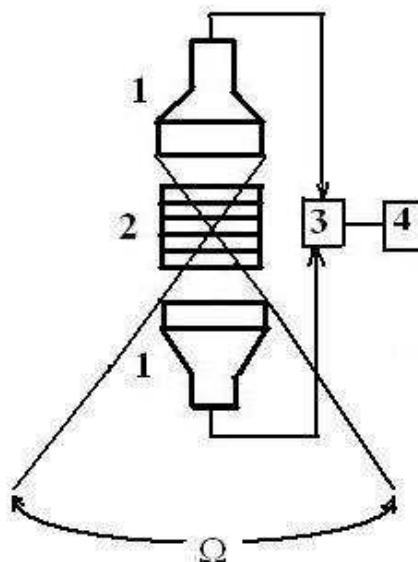


Рис.4. Схема фрагмента установки, работающей на совпадения:

1 – сцинтилляционные детекторы; 2 – свинцовый фильтр; 3 – универсальный научно-измерительный комплекс (УНИК); 4 – компьютер

Свинцовые фильтры устанавливаются между сцинтилляционными детекторами. Их толщина определяется условиями конкретной лабораторной работы. Назначение свинцовых фильтров – разделить мюоны и электроны. Электроны довольно быстро поглощаются в свинце за счет потерь энергии на радиационное излучение. При включении сцинтилляционных детекторов на совпадение и при толщине свинца между ними более 10 см, будут регистрироваться практически только мюоны.

Предусмотрен также и такой вариант включения детекторов, когда один из них работает в режиме антисовпадений с двумя другими (см. описание лабораторной работы N2).

Универсальный научно-измерительный комплекс УНИК включает источники питания, усилители, управляющие цифро-аналоговые преобразователи, амплитудно – цифровой преобразователь, программируемая логика управления, USB контроллер связи с компьютером.

Управление работой установки осуществляется с помощью комплекса специальных компьютерных программ и ведется с дисплея компьютера. Получаемая информация также выводится на дисплей и сохраняется в индивидуальных файлах. При этом на экран монитора одновременно может быть выведена и обработана информация от обоих работающих детекторов.

С помощью данной установки могут быть выполнены различные лабораторные работы, в которых рассматриваются свойства космического излучения и его взаимодействия со средой:

1. Изучение состава и интенсивности лептонной компоненты космического излучения на уровне моря.
2. Изучение углового распределения мюонов космического излучения на уровне моря и определение их времени жизни.
3. Ионизационные потери и их флуктуации.
4. Изучение черенковского детектора.
5. Изучение статистических закономерностей (распределения Пуассона, Гаусса).

Подробные описания того, какие именно детекторы требуются для выполнения конкретной лабораторной работы, а также порядок получения и обработки информации, приведены в соответствующих разделах.

Кроме того, на рабочих столах имеются инструкции по управлению установкой.

У П Р А Ж Н Е Н И Е № 1
ЛЕПТОННАЯ КОМПОНЕНТА
КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УРОВНЕ
МОРЯ

Известно, что космические лучи на уровне моря состоят в основном из лептонов – мюонов и электронов. Различия в свойствах электронов и мюонов хорошо видны при изучении поглощения этих частиц в плотных средах, например, в свинце.

В предлагаемой лабораторной работе изучаются состав и интенсивность космического излучения на уровне моря.

Состав и интенсивность лептонной компоненты
космического излучения

Для изучения состава и интенсивности лептонов на уровне моря служит установка (рис.1.1), состоящая из двух сцинтилляционных детекторов, расположенных один против другого.

Между сцинтилляционными детекторами размещаются пластины свинцового фильтра. Установка регистрирует только такие события, при которых частица проходит через оба детектора. Это происходит с помощью специальной электронной схемы – схемы двойных совпадений. Для этого каждый детектор подключен к своему входу схемы совпадений. Схема совпадений срабатывает тогда и только тогда, когда одна и та же частица пройдет через оба сцинтилляционных детектора.

В сцинтилляционных детекторах используется

ФЭУ-49 и в качестве сцинтилляторов полистирол с добавкой терфенила. Сцинтилляторы имеют толщину 5 см и площадь 250 мм × 250 мм, плотность ~ 1,1 г/см³.

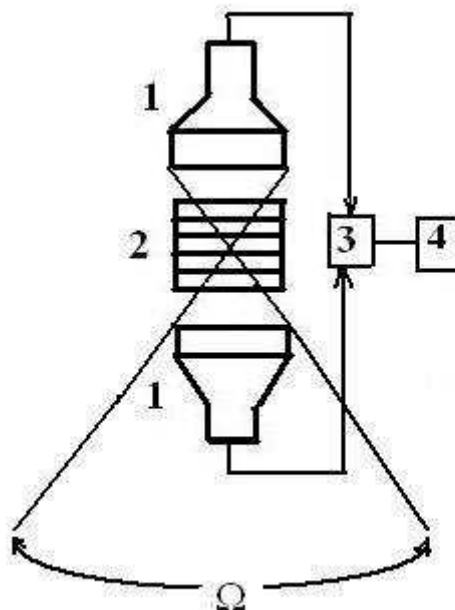


Рис.1.1. Схема фрагмента установки, работающей на совпадения:

- 1 – сцинтилляционные детекторы; 2 – свинцовый фильтр;
- 3 – универсальный научно-измерительный комплекс (УНИК);
- 4 – компьютер

Расположение детекторов и требование их одновременного срабатывания в обоих рядах (схема совпадений) выделяет в пространстве определенный телесный угол Ω (см. рис.1.1). Регистрируются

только те заряженные частицы, которые прошли внутри телесного угла Ω . Такую установку называют телескопом.

С помощью телескопа нужно получить кривую поглощения, т.е. зависимость интенсивности космического излучения от толщины фильтра, в данном случае, свинца (рис 1.2).

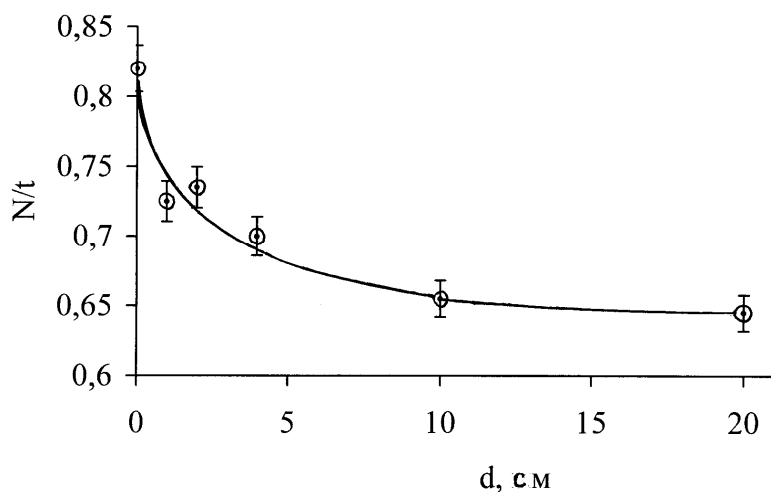


Рис.1.2. Кривая поглощения частиц космических лучей в свинце

По изменению поглощения излучения в свинце можно видеть, что космическое излучение на уровне моря состоит из двух компонент — мягкой, которая быстро поглощается свинцом, и жесткой, которая проходит практически без поглощения 20 см свинца. Как уже упоминалось выше, мягкая компонента состоит из электронов и фотонов, которые быстро поглощаются свинцом, жесткая компонента состоит из мюонов. В настоящее время известно, что электроны и

мюоны относятся к одному классу частиц – лептонов, которые не участвуют в сильных взаимодействиях и являются бесструктурными, точечными частицами. Взаимодействие заряженных лептонов с веществом происходит только за счет электромагнитных процессов. У электронов – это тормозное излучение, у мюонов – ионизационное поглощение. Эти процессы – определяющие при невысоких энергиях частиц.

Перед началом работы следует ознакомиться с инструкцией, находящейся на рабочем столе.

Все измерения следует проводить с 3% статистической точностью (относительная ошибка

$$\delta = 1/\sqrt{N}, \text{ где } N - \text{число измерений}).$$

Порядок работы

Включить сетевое питание «сеть».

- Установить, согласно инструкции, рабочее высокое напряжение и усиление электронного тракта на сцинтилляционных детекторах.

- Измерить общую интенсивность (мюонов и электронов) космического излучения без свинцового фильтра. При достижении требуемой статистики остановить набор. Записать зарегистрированное число отсчетов N и время набора t (в секундах).

- Кнопкой «сброс» установить режим для следующего набора статистики.

- Поставить поочередно свинцовые фильтры толщиной 1, 2, 4, 10 и 20 см и измерить соответствующее число частиц и время набора. Данные занести в таблицу.

Таблица 2.1

Оформление результатов 1-го упражнения

ТОЛЩИНА ФИЛЬТРА Pb		КОЛИЧЕСТВО ОТСЧЕТОВ N	ВРЕМЯ t, с	J = N/t
см	г/см ²			
0				
1				
2				
4				
10				
20				

Обработка результатов

1. Построить график зависимости интенсивности космического излучения в единицу времени от толщины фильтра x , измеренной в г/см²:

$$x[\text{г/см}^2] = x[\text{см}] \cdot \rho[\text{г/см}^3]; \rho_{\text{Pb}} = 11,34 \text{ г/см}^3.$$

2. Определить интенсивность мюонов J_{μ} (число частиц в секунду) и электронов J_e (число частиц в секунду). За интенсивность потока мюонов J_{μ} следует принять интенсивность излучения, прошедшего 10 см свинцового фильтра. Интенсивность потока электронов J_e будет равна разности общей и мюонной интенсивностей: $J_e = J - J_{\mu}$.

3. Определить абсолютные значения общей интенсивности космического излучения на уровне моря J_0 (число частиц/см².с.стер), а также мюонной J_μ^{abc} и электронной J_e^{abc} компонент и их отношение.

Абсолютная интенсивность связана с измеренным значением интенсивности как $J_0 = J / k$ (число частиц/см².с.стер), где k – геометрический фактор установки. Геометрический фактор включает в себя телесный угол установки и угловое распределение космического излучения на уровне наблюдения (в данном случае – на уровне моря). Вычисление геометрического фактора довольно трудоемкая процедура, поэтому мы приводим его значение в инструкции на рабочем столе.

4. Сравнить полученные значения J_e^{abc} и J_μ^{abc} с имеющимися в литературе экспериментальными данными (см. также раздел “Основные сведения о космических лучах” настоящего сборника).

5. Проанализировать форму кривой поглощения с точки зрения характера взаимодействия электронов и мюонов в свинце.

Обработка экспериментальных данных может быть выполнена с помощью специальных компьютерных программ.

У П Р А Ж Н Е Н И Е № 2

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ВРЕМЯ ЖИЗНИ МЮОНОВ

Мюоны с энергией $\sim 10^9$ эВ благодаря их массе слабо отклоняются кулоновским полем атомных ядер воздуха и практически не излучают тормозных фотонов.

Основным видом потерь энергии мюонов при прохождении ими воздуха являются потери на ионизацию атомов. Для релятивистских частиц, т.е. частиц, скорость которых $v \approx c$ (в данном случае именно такие мюоны мы и регистрируем), потери энергии на ионизацию атомов вещества не зависят от энергии частицы и определяются в основном свойствами среды, и для данной среды они постоянны. Так, для воздуха при прохождении релятивистской частицей длины пути, равной 1 г/см^2 (или геометрической длины пути $1 \text{ г/см}^2 / \rho_{\text{возд}} \text{ г/см}^3 \approx 10^3$ см; $\rho_{\text{возд}} = 0,00129 \text{ г/см}^3$) мюон теряет энергию, равную 1,8 МэВ. Обозначим эти удельные потери энергии через ϵ . Несмотря на сравнительно небольшие потери энергии мюонами в воздухе, не все мюоны, образованные в верхних слоях атмосферы Земли, достигают её поверхности. Действительно, те из мюонов, у которых энергия меньше, чем $E_{\text{мин}} \approx 1,8 \text{ МэВ} / \text{г/см}^2 \cdot 1000 \text{ г/см}^2 = 1,8 \cdot 10^9$ эВ, будут поглощаться. Без существенной ошибки можно считать, что основная часть мюонов, достигающая уровня моря, зарождена в верхнем слое атмосферы до давления $100 - 150 \text{ г/см}^2$. На рис.2.1 условно показан слой атмосферы толщиной Δx , в котором в

основном образуются мюоны. Мюон, генерированный в слое Δx , проходит от точки генерации до уровня наблюдения путь

$$L(\theta) = \frac{L(0)}{\cos\theta}. \quad (2.1)$$

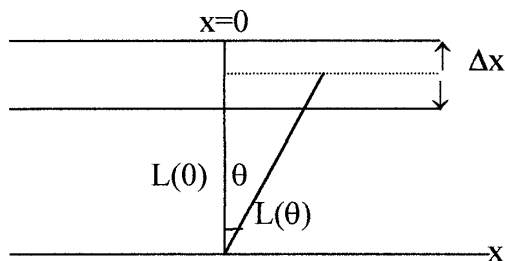


Рис.2.1. Путь мюона в атмосфере

На этом пути мюон испытывает как потери энергии на ионизацию атомов воздуха, так и имеет вероятность распасться. И то, и другое приводит к уменьшению интенсивности мюонов с ростом зенитного угла θ .

Экспериментальные данные и расчеты показывают, что угловое распределение мюонов $J_1(\theta)$ вследствие их поглощения в атмосфере Земли только из-за ионизационных потерь (без учета их распада) будет:

$$J_1(\theta) = J(0)\cos^\gamma(\theta) \quad (2.2)$$

где $J(0)$ – интенсивность мюонов при $\theta = 0$, а $\gamma = 1,6$. Процесс распада мюонов с энергией E характеризуется пробегом распада $L_{\text{расп}}$ и вероятностью распада (на пути L) $w(L)$:

$$L_{\text{расп}} = c\tau = c\tau_0 E / m_{\mu} c^2, \quad (2.3)$$

$$w(L) = 1 - e^{-L/L_{\text{расп}}}. \quad (2.4)$$

В качестве величины E возьмем ту минимальную энергию, которая необходима мюону для достижения без распада уровня наблюдения от точки генерации $E_{\text{мин}} = \varepsilon L(\theta) = \varepsilon L(0) / \cos \theta$ и тогда

$$L_{\text{расп}} = c\tau_0 \varepsilon L(0) / m_{\mu} c^2 \cos \theta. \quad (2.5)$$

При учете распада мюона на пути $L(\theta)$ зависимость $J(\theta)$ будет определяться более высокой степенью при $\cos \theta$, т.е. в действительности можно ожидать

$$J(\theta) = J(0) \cos^n \theta, \quad (2.6)$$

где $n > 1,6$.

Найдем теперь время жизни мюона τ . Экспериментально мы определяем интенсивности мюонов, пришедших на уровень наблюдения как по вертикали $J(0)$, так и под разными углами $\theta - J(\theta)$. Пути, которые прошли мюоны в атмосфере, различаются на величину ΔL

$$\Delta L = L(\theta) - L(0) = L(0)(1/\cos \theta - 1) \text{ см}, \quad (2.7)$$

Выше было показано, что, если поглощение мюонов идет только за счет ионизации, то под углом θ их интенсивность будет $J_1(\theta) = J(0) \cos^{1,6} \theta$. Тогда из эксперимента получим число мюонов $\Delta J(\theta)$, распавшихся по дороге к поверхности Земли

$$\Delta J(\theta) = J_1(\theta) - J(\theta). \quad (2.8)$$

С другой стороны, величина $\Delta J(\theta)$ может быть получена, если учтем вероятность $w(\Delta L(\theta))$ распада мюонов на пути $\Delta L(\theta)$

$$\Delta J(\theta) = J_1(\theta)w(\Delta L) = J_1(\theta) (1 - e^{-\Delta L/L_{\text{расп}}}). \quad (2.9)$$

Приравняв оба выражения для $\Delta J(\theta)$ (2.8) и (2.9), получим

$$J_1(\theta)(1 - e^{-\Delta L/L_{\text{расп}}}) = J_1(\theta) - J(\theta). \quad (2.10)$$

Отсюда с учетом (2.5) и (2.7)

$$L_{\text{расп}} = \frac{\Delta L(\theta)}{\ln \frac{J_1(\theta)}{J(\theta)}} = \frac{c\tau_0 L(\theta)}{m_\mu c^2 \cos\theta} \quad (2.11)$$

$$\tau_0 = \frac{m_\mu c^2}{cE_{\text{мин}}} \times \frac{\left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right)}{\ln\left(\frac{J_1(\theta)}{J(\theta)}\right)} = \frac{m_\mu c^2}{c\varepsilon} \times \frac{1 - \cos\theta}{\ln\left(\frac{J_1(\theta)}{J(\theta)}\right)} \quad (2.12)$$

Для получения углового распределения и времени жизни мюонов служит установка с телескопом (как и в первом упражнении). Ось телескопа можно наклонять на заданный угол по отношению к вертикали (рис. 2.1).

Однако в этом варианте установки имеются некоторые особенности.

Во-первых, установка должна регистрировать только мюоны, поэтому между рядами счетчиков телескопа установлен свинцовый фильтр толщиной 10 см. Установка состоит из сцинтилляционного и

черенковского детекторов, включенных в схему двойных совпадений. Такое включение детекторов позволяет более точно вырезать требуемый зенитный угол при измерениях и тем самым повысить точность определения времени жизни мюонов.

Кроме того, для исключения регистрации электронно-фотонных ливней из стен и потолка помещения, добавлен еще один сцинтилляционный детектор, включенный в схему антисовпадений с детекторами (черенковским и сцинтилляционным) телескопа. При наличии ливня из стен или потолка сработают все 3 детектора и на выходе схемы антисовпадений не будет сигнала, т.е. такое событие не будет зарегистрировано.

Порядок работы

Перед началом работы следует ознакомиться с инструкцией, находящейся на рабочем столе.

Включить сетевое питание «сеть».

Установить, согласно инструкции, рабочее высокое напряжение на сцинтилляционных детекторах и усиление электронного тракта.

1. Измерить интенсивность космического излучения с 10% статистической точностью для следующих зенитных углов: 0° , 30° , 50° и с 20% статистической точностью для углов 70° и 90° .

Данные занести в таблицу.

Таблица 2.1

Оформление результатов 2-го упражнения

УГОЛ θ°	КОЛИЧЕСТВО ОТСЧЕТОВ N	ВРЕМЯ t, с	J = N/t
0°			
30°			
50°			
70°			
90°			

Обработка результатов

1. Построить полученное экспериментальное распределение $J_{\text{эксп}}(\theta)$. Сравнить его с функцией $J(\theta) \cos^2\theta$.

2. Выделить долю частиц, поглотившихся из-за распада. Для этого на построенный график $J_{\text{эксп}}(\theta)$ нанести график $J_1(\theta) = J(0) \cos^{1.6}\theta$, где $J(0) = J_{\text{эксп}}(\theta)$ при $\theta = 0^\circ$.

3. Определить время жизни мюона τ_0 для разных значений зенитного угла $\theta > 0^\circ$.

4. Определить абсолютную интенсивность J_0 вертикального потока мюонов на уровне моря.

Абсолютная интенсивность связана с измеренным значением интенсивности как $J_0 = J / k$ (число частиц/см².с.стер).

Значение геометрического фактора для данной установки k – смотри в инструкции на рабочем столе.

Так же, как и в лабораторной работе № 1, обработку экспериментальных данных и получение результатов можно провести с помощью компьютерных программ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ракобольская И.В., Калмыков Н.Н., Ковтюх А.С., Свертилов С.И. Введение в физику космической лучей (конспект лекций). -М.: Изд-во Моск. ун-та, 2006.
2. Калмыков Н.Н. Космические лучи сверхвысоких энергий. Цикл лекций по проблемам физики космических лучей высоких и сверхвысоких энергий. -М.: Изд-во Моск. ун-та, 2001.
3. Мурзин В. С. Введение в физику космических лучей. -М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988.
4. Ильина Н.П., Кузнецова Г.П., Силаев А.А., Сомиков А.В. Специальный практикум по современным методам физических исследований. Лабораторная работа № 1. Сцинтилляционный метод. -М.: Изд-во Моск. ун-та, 2004.
5. Мурзина Е.А. Взаимодействие излучения высокой энергии с веществом. Учебное пособие. -М.: ООО “Изд-во “КДУ”, 2007.
6. Хаякава С. Физика космических лучей. -М.: Мир, ч. 1, 1973.
7. Н.П. Ильина, А.А. Силаев, А.А. Силаев (мл), Т.П.Аминева, Г.П. Кузнецова. Лептоны космического излучения. Практикум по физике космических лучей. Специальный практикум по современным методам физических исследований. -: Изд-во Университетская книга, Москва, 2008.