

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1

КОСМИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НА УРОВНЕ МОРЯ

Введение

Космические лучи - 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. Немного истории 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 барометрического давления - открыли "барометрический эффект". Опыты Д.В.Скобелевца с камерой Вильсона, помещенной в постоянное магнитное поле, дали возможность "увидеть", за счет ионизации, следы (треки) космических частиц. Д.В.Скобелевцын открыл ливни космических частиц.

Л.В.Мысовский предложил использовать толстые фотоэмульсии 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 10 см свинца - их назвали мягкими. Остальные частицы, интенсивность которых после прохождения 10 см свинца 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 имеется максимум интенсивности космических частиц 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.

Квантовая характеристика "странность" появилась в опытах с космическими лучами. Эксперименты в космических лучах поставили вопрос о сохранении четности, обнаружили процессы множественной генерации частиц в нуклонных взаимодействиях, позволили определить величину эффективного сечения взаимодействия нуклонов высокой энергии.

Появление космических ракет и спутников привело к новым открытиям - обнаружению радиационных поясов Земли (1958г., 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 широкий спектр вопросов:

1. проблемы собственно ядерной физики и физики элементарных частиц, сейчас уже в области сверхвысоких ($>10^{12}$ эВ) энергий, поскольку появились ускорители с энергией в тысячи ГэВ;

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

3. процессы рождения космических лучей и их ускорения 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 таблице 1 приведены интенсивности различных групп ядер для энергии свыше 2,5 ТэВ/нуклон. 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 (см. 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 природе.

Такой 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 .

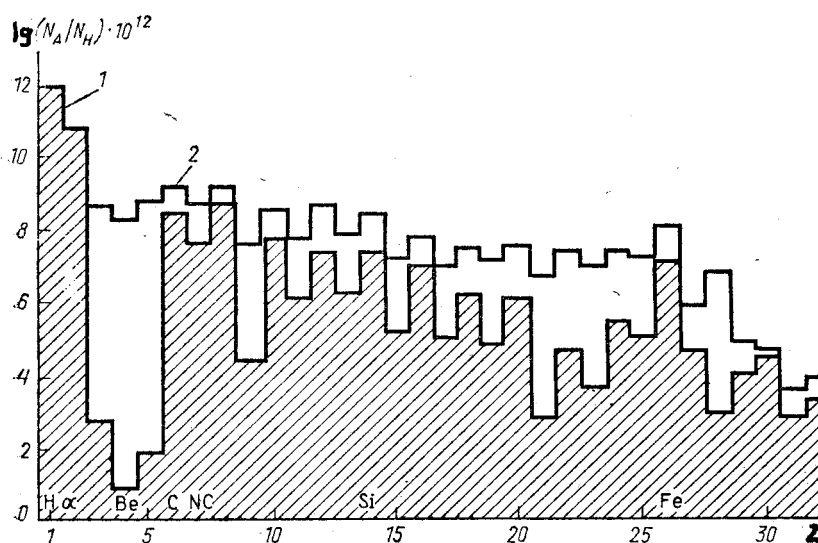


Рис.1. Химический состав космических лучей. 1 – Галактика; 2 – космические лучи (нормировано по содержанию водорода).

Количество электронов в первичном космическом излучении в 100 раз меньше, чем протонов.

Таблица 1

Химический состав первичного космического излучения

Группа ядер	Z	Интенсивность $\text{м}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}$
P	1	1300 ± 100
α	2	94 ± 4
L	3-5	$2,0 \pm 0,3$
M	6-9	$6,7 \pm 0,3$
H	10	$2,0 \pm 0,3$
VH	20	$0,5 \pm 0,2$

Исследования, проведенные в последние годы на спутниках и на Луне, показали, что химический состав первичного космического излучения очень слабо меняется с энергией: 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 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 $\gamma=2,7$ (см. рис.2). Этот результат нуждается в уточнении.

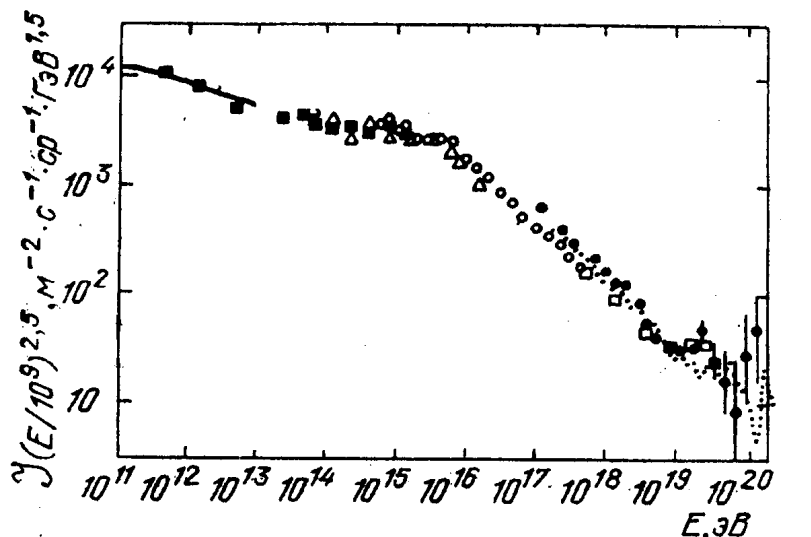


Рис. 2. Экспериментальный энергетический спектр ПКИ в дифференциальной форме в широком интервале энергий (интенсивность умножена на $E_0^{2,5}$)

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 стадиях развития Вселенной. 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 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 установленные экспериментальные 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 космических лучей.

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 $V_R \sim 5 \cdot 10^{68}$ см³. 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 $L \sim 5$ г/см². Отсюда можно оценить время T жизни космических лучей:

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

где $\rho \sim 10^{-26}$ г/см³ - плотность межзвездного вещества, c - скорость движения частиц принимается равной скорости света. Теперь можно оценить мощность, которой обладают источники космических лучей:

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

Какие же из межзвездных объектов могут обеспечить такую мощность? Мощность Солнца составляет $\sim 10^{23}$ 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 $P_{с.н.}$ сверхновых:

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

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 квазарами, порядка энергии, выделяемой всеми активными галактиками, но 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.

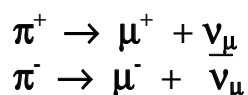
3. Прохождение космических лучей через атмосферу Земли

Наша задача дать, в основном, качественную картину прохождения первичных космических лучей через земную атмосферу. Тем же, кого заинтересует подробная картина процессов, возникающих в атмосфере при прохождении через нее первичного излучения, предлагаем познакомиться с учебными пособиями [1,2,3,4].

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 ($N_2 \sim 75,5\%$ масс.) и кислорода ($O_2 \sim 23\%$ масс.) и

углекислого газа. Плотность атмосферы на уровне моря-0,0012 г/см³.

На высотах порядка нескольких десятков километров (~10⁶ см) от поверхности Земли первичные космические лучи взаимодействуют 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 "лидирования"). Поэтому 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. Генерированные 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).

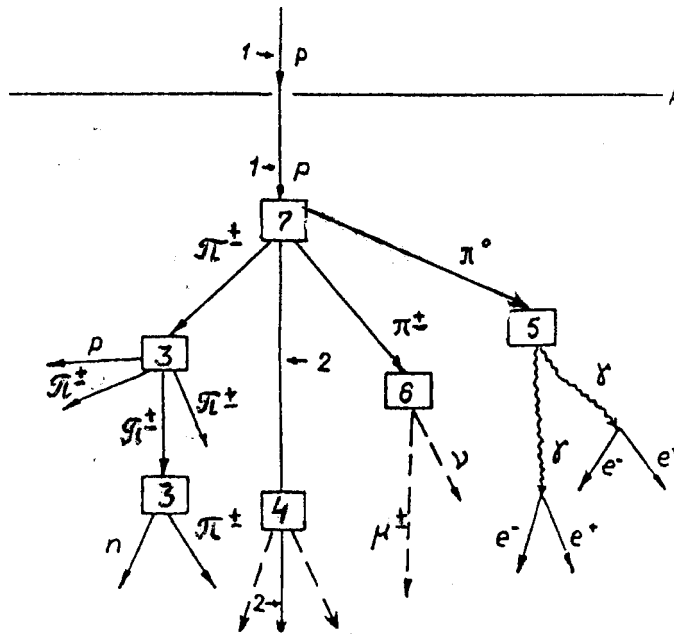


Рис.3. Развитие каскадного ливня от первичной космической частицы в атмосфере:

A – 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

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).

Однако, размножение частиц в этих каскадах ограничивается процессами диссипации энергии. Для ядерных каскадов на пионах и каонах 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 $L_{расп}$:

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

но энергия пионов $E_{\text{кр}}$ равна

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

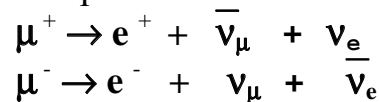
и тогда

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

где τ_0 - время жизни покоящегося пиона π^{+-} , $m_{\pi}c^2$ - энергия покоя пиона. Для нижних слоев атмосферы $h \sim 0,6$ км и $E_{\text{кр}} \sim 10^{10}$ 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 $E_{\text{кр}}$ 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, и распадается он на электрон, нейтрино и антинейтрино:



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

Максимальная генерация мюонов приходится на высоту ~ 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·г⁻¹·см². 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 теряет электрон 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):

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

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

Следует отметить, что состав жесткой компоненты на разных высотах в атмосфере неодинакова. 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) в атмосфере Земли число ее вторичных потомков в ядерных и электронно-фотонных каскадах 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, наличие у Земли довольно толстого слоя атмосферы позволяет первичным космическим лучам испытать многократные взаимодействия и развиваться каскадным процессам, а также является причиной появления мюонов и широких атмосферных ливней. Основными источниками вторичного излучения в атмосфере являются:

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 δ -электронов мюонами.

4. Изучение лептонной компоненты 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. Впервые это и наблюдал в своих экспериментах Б.Росси [5].

В предлагаемой лабораторной работе изучаются состав и интенсивность космического излучения на уровне моря, а также определяется время жизни мюонов по их угловому распределению.

Первоначальный вариант данной лабораторной работы был предложен и осуществлен под руководством профессора Н.Л.Григорова [6].

В настоящее время проведена полная модернизация экспериментальной установки: заменены электронная часть с использованием современных микросхем и цифровой индикации, а также высоковольтные и низковольтные блоки питания. Предусмотрена компьютерная обработка экспериментальных данных.

4.1. Изучение состава космических лучей

Установка, с помощью которой изучается состав и интенсивность различных компонент космических лучей, состоит из трех рядов газоразрядных счетчиков Гейгера, собственно и являющихся детекторами излучения (рис.4). В каждом ряду

находится пять параллельно включенных счетчиков. Между рядами счетчиков можно размещать пластины свинцового фильтра. Установка регистрирует только такие события, когда одна и та же частица проходит через все три ряда счетчиков. Это осуществляется использованием специальной электронной схемы – схемы тройных совпадений. Для этого каждый ряд счетчиков подключен к своему входу схемы совпадений. Схема совпадений срабатывает тогда и только тогда, когда одна и та же частица пройдет через все три ряда счетчиков. Выходной импульс со схемы совпадений поступает для регистрации на счетное устройство, выполненное на цифровых светодиодах. На таких же световых диодах сделано и часовое устройство (таймер). Отсчет времени ведется в секундах.

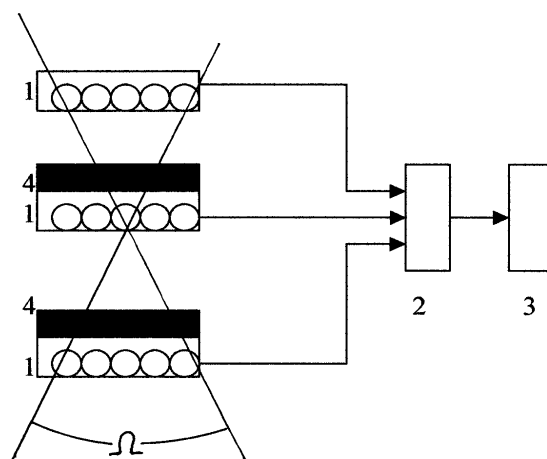


Рис.4. Схема установки: 1. ряды счетчиков Гейгера; 2. схема совпадений; 3. счетное устройство и таймер; 4.свинцовый фильтр

Расположение счетчиков и требование их одновременного срабатывания во всех трех рядах (схема совпадений) выделяет в пространстве определенный телесный угол Ω (см. рис.4). 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.5).

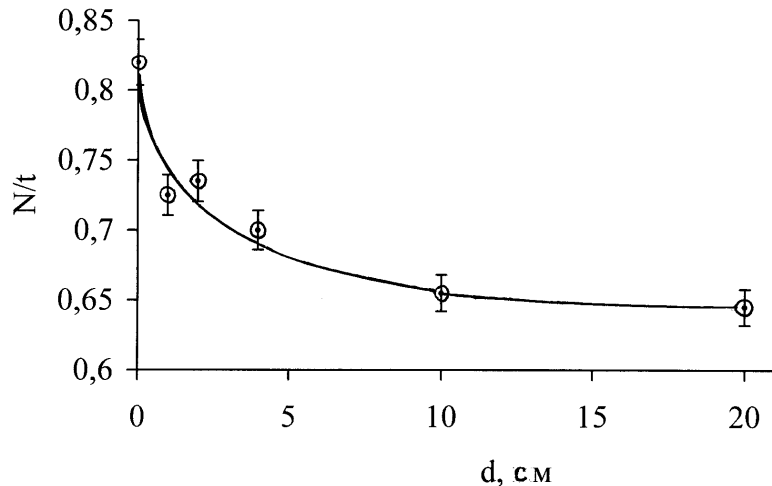


Рис.5. Кривая поглощения частиц космических лучей в свинце

По изменению поглощения 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. Взаимодействия заряженных лептонов с веществом происходит только за счет электромагнитных процессов. У электронов – это тормозное излучение, у мюонов – ионизационное поглощение. Эти процессы являются определяющими при невысоких энергиях частиц.

Порядок работы

Все измерения следует проводить с 3% статистической точностью (относительная ошибка $\delta = 1/\sqrt{N}$, где N – число измерений).

Включение и выключение набора статистики и таймера производится одним тумблером.

-Включить сетевое питание «сеть»,

-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
Оформление результатов 1-го упражнения

ТОЛЩИНА ФИЛЬТРА Pb		КОЛИЧЕСТВО ОТСЧЕТОВ N	ВРЕМЯ t, c	$J = N/t$
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 $г/см^2$:

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

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 , а также мюонной J_μ^{abc} и электронной J_e^{abc} компонент и их отношение. Для этого необходимо вычислить геометрический фактор установки k .

Расчетная формула для k дается выражением [6]:

$$k = \frac{1}{4} a^2 \left(\frac{l^2}{l^2 + d^2} + \frac{3l}{d} \operatorname{arctg} \frac{l}{d} \right) \quad [\text{см}^2 \cdot \text{стер}],$$

где a – диаметр счетчика или ширина ряда счетчиков, если в ряду несколько счетчиков; l – длина счетчика; d – расстояние между центрами крайних счетчиков телескопа.

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

4. Сравнить полученные значения J_e^{abc} и J_μ^{abc} с имеющимися в литературе экспериментальными данными (см. также п.3 настоящего описания).

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

Обработка экспериментальных данных (пп.1-3) может быть выполнена с помощью специальных компьютерных программ.

4.2. Изучение углового распределения мюонов на уровне моря

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 $1 \text{ г/см}^2 / \rho_{\text{возд}} \text{ г/см}^3 \approx 10^3 \text{ см}$; $\rho_{\text{возд}} = 0,00129 \text{ г/см}^3$) мюон теряет энергию, равную $1,8 \text{ МэВ}$. Обозначим эти 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 $E_{\text{мин}} \approx 1,8 \text{ МэВ} / \text{г/см}^2 \cdot 1000 \text{ г/см}^2 = 1,8 \cdot 10^9 \text{ эВ}$, 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.5 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

$$L(\theta) = \frac{L(0)}{\cos\theta} \quad (9)$$

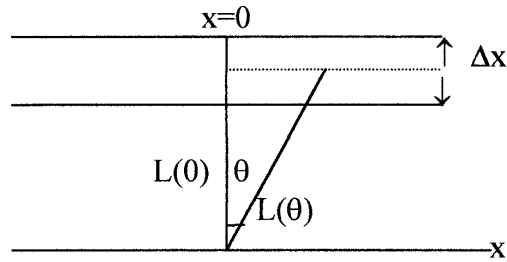


Рис.5. Путь мюона в атмосфере

На этом пути мюон испытывает как потери энергии на ионизацию атомов воздуха, так и имеет возможность распасться. Оба эти фактора приводят к уменьшению интенсивности мюонов с ростом зенитного угла θ .

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

$$J_1(\theta) = J(0)\cos(\theta)^\gamma \quad (10)$$

где $J(0)$ - интенсивность мюонов при $\theta = 0$, а $\gamma = 1,65$.

Процесс распада мюонов с энергией E характеризуется пробегом распада $L_{\text{расп}}$ и вероятностью распада (на пути L) $w(L)$:

$$L_{\text{расп}} = c\tau = c\tau_0 E / m_\mu c^2, \quad (11)$$

$$w(L) = 1 - e^{-L/L_{\text{расп}}}, \quad (12)$$

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

$$L_{\text{расп}} = c\tau_0 \epsilon L(0) / m_\mu c^2 \cos \theta \quad (13)$$

При учете распада мюона на пути $L(0)$ зависимость $J(\theta)$ будет определяться более высокой степенью при $\cos\theta$, т.е. в действительности можно ожидать

$$J(\theta) = J(0) \cos^n \theta, \quad (14)$$

где $n > 1,6$.

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

$$\Delta L = L(\theta) - L(0) = L(0)(1/\cos\theta - 1) \text{ см}, \quad (15)$$

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

$$\Delta J(\theta) = J_1(\theta) - J(\theta) \quad (16)$$

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

$$\Delta J(\theta) = J_1(\theta)w(\Delta L) = J_1(\theta) (1 - e^{-\Delta L/L_{\text{расп}}}). \quad (17)$$

Приравняв оба выражения для $\Delta J(\theta)$ ((16) и (17)), получим

$$J_1(\theta)(1 - e^{-\Delta L/L_{\text{расп}}}) = J_1(\theta) - J(\theta). \quad (18)$$

Отсюда

$$L_{\text{расп}} = \frac{\Delta L(\theta)}{\ln \frac{J_1(\theta)}{J(\theta)}} = \frac{c\tau_0 L(0)}{m_\mu c^2 \cos\theta} \quad (19)$$

$$\tau_0 = \frac{m_\mu c^2}{cE_{\text{мин}}} \times \frac{\left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right)}{\ln\left(\frac{J_1(\theta)}{J(\theta)}\right)} = \frac{m_\mu c^2}{c\varepsilon} \times \frac{1 - \cos\theta}{\ln\left(\frac{J_1(\theta)}{J(\theta)}\right)} \quad (20)$$

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

Однако в этом варианте установки учтены некоторые специальные требования:

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

Во-вторых, для повышения точности измерения времени жизни мюонов геометрия установки несколько изменена по сравнению с телескопом в 1-ом упражнении (в каждом ряду стоят 3 включенных параллельно счетчика вместо 5), что позволяет более точно вырезать требуемый зенитный угол при измерениях.

Кроме того, для исключения регистрации электронно-фотонных ливней из стен и потолка помещения добавлены еще 5 параллельно включенных счетчиков сбоку установки. Сигнал от них поступает на схему антисовпадений с тремя рядами счетчиков телескопа. При наличии ливня из стен или потолка сработают все 4 ряда счетчиков и на выходе схемы антисовпадений не будет сигнала, т.е. такое событие не будет зарегистрировано.

Порядок работы

Включение и выключение набора статистики и таймера производится одним тумблером.

-Включить сетевое питание «сеть».

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

Таблица 3

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 часть 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 I_0 вертикального потока мюонов на уровне моря. Сравнить со значением, полученным в первом упражнении.

Так же, как и в упражнении 1, обработку экспериментальных данных и получение результатов согласно пп.1-4 можно провести с помощью компьютерных программ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ракобольская И.В., Калмыков Н.Н., Свертилов С.И. Введение в физику космический лучей (конспект лекций, часть I) -М.: УНЦ ДО, Москва, 2003.
2. Ракобольская И.В., Калмыков Н.Н. Введение в физику космический лучей (конспект лекций, часть III) -М.: УНЦ ДО, 2004.
3. 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.
4. Мурзин В.С. Введение в физику космических лучей.-М.: Атомиздат, 1988.
5. Росси Б. Космические лучи. -М.: Атомиздат, 1966.
6. Григоров Н.Л, Состав и свойства космического излучения на уровне моря. Сб. Космические лучи, практикум по ядерной физике - М.: Физматгиз, 1962, с.5-13.