

Лабораторна робота №4

ВИЗНАЧЕННЯ ЧАСУ ЖИТТЯ МЮОНА

Теоретичні відомості

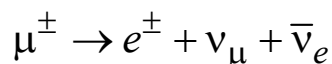
Космічне випромінювання - це потік частинок, що надходять на Землю з міжзоряного простору. Первинні космічні промені складаються головним чином із протонів (~90%), α -частинок та більш важких ядер. Основна частина первинних космічних променів має енергію 10^9 - 10^{10} еВ, але зустрічаються також частинки зі значно більшою енергією (до 10^{19} еВ). Частинки з енергіями менше 10^9 еВ відхиляються магнітним полем Землі й не попадають на неї. Потік протонної компоненти з енергією вище $2 \cdot 10^9$ еВ становить приблизно один протон на $1 \text{ см}^2/\text{с}$. У результаті взаємодії первинних космічних променів з ядрами атмосфери з'являються нові (вторинні) частинки - мезони різних типів, розпад яких приводить до появи мюонів, електронів, позитронів і фотонів великих енергій. Таким чином, вторинні космічні промені, спостережувані на висоті до 10 км, зовсім не схожі на первинні космічні промені. Космічне випромінювання, що приходить у нижні шари атмосфери, прийнято ділити на м'яку й жорстку компоненти.

М'яка компонента складається з електронів, позитронів й γ -квантів, які сильно поглинаються в речовині. Поглинання частинок м'якої компоненти істотно залежить від порядкового номера Z речовини-поглиначка. Частинки м'якої компоненти майже повністю поглинаються шаром свинцю в десять сантиметрів.

Жорстка компонента складається з мюонів (стара назва - μ -мезони), які слабо поглинаються речовиною, притім приблизно однаково речовинами з різними Z .

Настільки велике розходження проникаючої здатності часток обох компонентів пов'язане з тим, що електрони й позитрони м'якої компоненти при взаємодії з речовиною витрачають більшу частину своєї енергії на випромінювання, а втрати мюонів на випромінювання порівняно малі. Це пояснюється тим, що кількість випроміненої енергії пропорційна квадрату заряду та обернено пропорційна квадрату маси частки, а мюон приблизно в 207 разів важче електрона.

Втрати енергії на іонізацію та збудження атомів речовини для електронів та мюонів космічних променів на рівні моря приблизно однакові й порівняно малі. Особливістю мюонів є їхній розпад на електрони, нейтрино та антинейтрино:



В речовині з високою густиною поглинання мюонів обумовлене втратою енергії на іонізацію атомів речовини. В повітрі пробіг мюонів великий, а час життя порівняно малий. Тому потрібно враховувати зменшення їхньої кількості в потоці космічних променів за рахунок спонтанного розпаду.

Можна вважати, що основна частина мезонів народжується у верхніх шарах атмосфери й має енергію $1 \div 10$ ГэВ. Мюони, що входять до складу жорсткої компоненти, виникають у результаті розпаду π -мезонів – продуктів ядерної взаємодії первинних космічних променів з ядрами атмосфери:



Отже, мюони проходять майже весь шар атмосфери (~ 900 г/см²). При цьому вони частково поглинаються, частково розпадаються. Мюони, що рухаються під кутом θ до вертикалі (Рис. 1) та доходять до рівня моря, проходять в атмосфері шлях в $1/\cos\theta$ разів більший, ніж мюони, що рухаються по вертикалі. Тому ймовірність розпаду для мюонів, що рухаються під кутом θ буде більшою. При збільшенні кута θ буде збільшуватися також шар повітря, який повинні пройти мюони. Це приводить до збільшення поглинання за рахунок іонізаційних втрат.

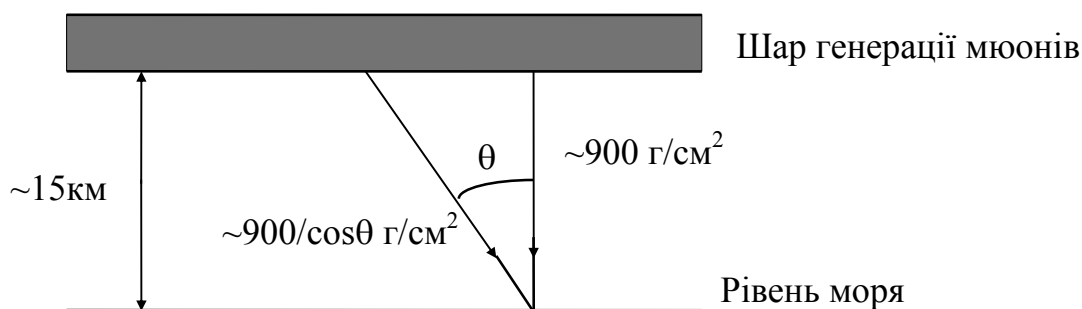


Рис.1. Кутовий розподіл мюонів.

Таким чином, обидва фактори повинні привести до зменшення інтенсивності мюонів зі збільшенням зенітного кута θ . Можна, однак, виділити ту частину мюонів, які поглинулися за рахунок збільшення кількості речовини. Виміри інтенсивності вертикального потоку μ -мезонів, виконані на різних глибинах під землею, показали, що число мюонів $N(x)$ зменшується як функція кількості пройденої речовини з товщиною x ($\text{г}/\text{см}^2$) за наступним законом:

$$N(x) = \left(\frac{900}{900 + x} \right)^{1,6} = \left(\frac{900}{\xi} \right)^{1,6}$$

де: $\xi = 900 + x$ - повна кількість речовини, яку пройшов мюонів від місця генерації до місця поглинання (маса вертикального стовпа повітря прийнята рівної $900 \text{ г}/\text{см}^2$). З Рис. 1 видно, що $\xi = 900 / \cos \theta$. Таким чином, число мюонів, що дійшли до лічильника на рівні моря, зменшується за рахунок поглинання в речовині за законом:

$$P_1(\theta) \sim (\cos \theta)^{1,6}$$

Ймовірність того, що мезон на шляху L не розпадається, буде дорівнювати:

$$W(L) = \exp\left(-\frac{L}{\beta\tau c}\right) = \exp\left(-\frac{L}{L_{\text{розп}}}\right) \quad (1)$$

де $\beta = V/c$; $\tau = \tau_0 / \sqrt{1-\beta^2}$; $L_{\text{розп}}$ - шлях, який пролітає мюон до моменту спонтанного розпаду, V - швидкість мюона, τ_0 - час життя мюона, що знаходиться в стані спокою.

Таким чином

$$L_{\text{розп}} = \beta\tau c = \frac{\beta c \tau_0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\beta c \tau_0 E_\mu}{m_\mu c^2} = \frac{\tau_0 P_\mu}{m_\mu} \quad (2)$$

де $P_\mu = \frac{m_\mu V}{\sqrt{1-\beta^2}}$ - імпульс μ -мезона; $E_\mu = \frac{m_\mu c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ - його повна енергія.

Ймовірність спонтанного розпаду μ -мезона на шляху L тим менша, чим сильніша нерівність $L \ll L_{розп}$. В свою чергу ймовірність розпаду залежить від масової товщини ρd середовища, яке пролітає мюон. Для швидких мюонів ймовірність спонтанного розпаду можна не враховувати, коли $\rho d \sim 10^{-3}$ г/см². Цю умову задовольняють усі конденсовані середовища. Зрозуміло, що в газах ця умова справджується ще краще.

Введемо такі позначення:

$N(\theta)$ — кількість мюонів в потоці, який потрапляє на вимірювальний прилад під кутом θ до вертикалі. В цьому потоці на шляху L від шару, де народжуються мюони, до вимірюючого пристрою їх кількість зменшується як за рахунок іонізаційних втрат, так і за рахунок радіоактивного розпаду;

$N(0)$ — потік мюонів, які потрапляють в приймач під кутом $\theta = 0$ до вертикалі;

$N_1(\theta)$ — потік мюонів в напрямку θ до вертикалі, в якому враховано зменшення кількості мюонів виключно за рахунок іонізаційних втрат.

Встановлено, що

$$N_1(\theta) = N(0)(\cos\theta)^{1.6} \quad (3)$$

Зменшення потоку мюонів за рахунок їх спонтанного розпаду

$$\Delta N = N_1(\theta) - N(\theta) \quad (4)$$

З іншого боку, оскільки ймовірність нерозпаду мюонів на шляху ΔL

$$W = \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{розп}}\right),$$

то ймовірність їхнього спонтанного розпаду на цьому шляху дорівнює

$$W_{\text{розн}} = 1 - W = \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{розн}}}\right) \right) \quad (5)$$

В цьому виразі

$$\Delta L = L(\theta) - L(0) = \frac{L(0)}{\cos\theta} - L(0) = L(0) \frac{1 - \cos\theta}{\cos\theta} \quad (6)$$

Таким чином, зменшення мюонів за рахунок їх спонтанного розпаду можна визначити ще й так:

$$\Delta N = N_1(\theta) W_{\text{розн}} = N_1(\theta) \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{розн}}}\right) \right) \quad (7)$$

Порівнюючи вирази (4) та (7), маємо:

$$N_1(\theta) \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{розн}}}\right) \right) = N_1(\theta) - N(\theta) ;$$
$$N_1(\theta) \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{розн}}}\right) \right) = N_1(\theta) \left(1 - \frac{N(\theta)}{N_1(\theta)} \right) . \quad (8)$$

Й нарешті,

$$\frac{N(\theta)}{N_1(\theta)} = \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{розн}}}\right) . \quad (9)$$

З виразу (9) маємо

$$L_{\text{розн}} = \frac{\Delta L}{\ln \frac{N_1(\theta)}{N(\theta)}} \quad (10)$$

Тепер врахуємо співвідношення (2). Тоді

$$\frac{\beta c \tau_0 E_\mu}{m_\mu c^2} = \frac{\Delta L}{\ln\left(\frac{N_1(\theta)}{N(\theta)}\right)} \quad (11)$$

Мінімальна енергія мюонів, необхідна для того, щоб він міг пройти під кутом θ крізь усю атмосферу дорівнює $E_\mu = \frac{5 \cdot 10^9 \text{ eV}}{\cos \theta}$.

За цих енергій β для мюона наближено можна вважати таким, що дорівнює одиниці. Тоді вираз (11) можна переписати у вигляді

$$\begin{aligned} \tau_0 &= \frac{m_\mu c^2 L(0)(1-\cos\theta)}{c E_\mu \ln\left(\frac{N_1(\theta)}{N(\theta)}\right) \cos\theta} = \frac{207 \cdot 0.5 \cdot 10^6 \text{ eV} \cdot 15 \text{ km} (1-\cos\theta)}{3 \cdot 10^5 \text{ km/c} \cdot 5 \cdot 10^9 \text{ eV} \cdot \ln\left(\frac{N_1(\theta)}{N(\theta)}\right)} = \\ &= 1.04 \cdot 10^{-6} \left(\frac{1-\cos\theta}{\ln\left(\frac{N_1(\theta)}{N(\theta)}\right)} \right) \text{ сек.} \end{aligned} \quad (12)$$

Експериментальна частина

Кутовий розподіл мюонів досліджують з використанням приладу, який зветься телескопом лічильників (рис.2). Він складається з двох груп гейгерівських лічильників МС-9. В кожній з груп - три лічильники, які з'єднано паралельно на спільне для даної групи навантаження. Обидві групи лічильників підключено до схеми співпадань ССА. При цьому використано два електронні пристрої, які формують імпульси після лічильників.

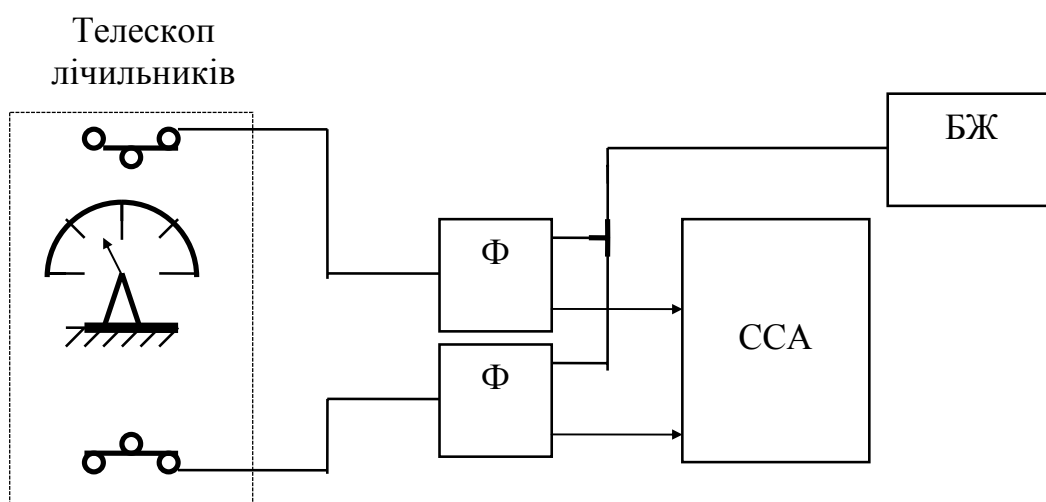


Рис.2. Блок-схема установки для реєстрації мюонів.

Телескоп може бути зорієнтований під різними кутами до вертикальної площини. Такий прилад реєструє лише ті мюони, шлях яких проходить приблизно вздовж осі телескопу (тобто перетинає обидві групи лічильників). Мюони мають достатню енергію, щоб викликати розряд в двох лічильниках різних груп, практично, одночасно. «М'яка» складова космічного випромінювання поглинається конструкціями приміщення і нею можна знехтувати.

Для виконання роботи необхідно:

1. Ознайомитися з обладнанням.
2. Встановити робочу напругу $U_{живл}$ для верхньої на нижньої груп лічильників так, щоб вона не перевищувала 900V.
3. Провести виміри кількості співпадань для різних кутів θ .
4. Результати вимірів занести до таблиці.

Таблиця. Результати вимірів кількості співпадань

θ°	$t_{\text{вим.}}, \text{хвил.}$	$N_{\text{експ.}}, \text{імп.}$	$\tau_0, \text{с}$	$\cos\theta$	$(\cos\theta)^{1.6}$
0	30			1	1
30	30			0.8660	0.7943
45	30			0.7071	0.5743
60	30			0.5000	0.3299
90	30			0	0

5. Розрахувати τ_0 для кожного з напрямків θ , знайти середнє значення часу життя мюонів, довірчу ймовірність та дисперсію, використавши співвідношення (12). При цьому треба мати на увазі, що під кутом $\theta=90^\circ$ схема співпадань детектує випадкові співпадань (див.роб.5).

Такі співпадань треба виключити з розрахунків. Тому

$$N(\theta) = N^{\text{експ}}(\theta) - N^{\text{експ}}(90^\circ). \quad (13)$$

Це зауваження стосується і величини $N_1(\theta)$ з урахуванням (3) та (13):

$$N_1(\theta) = \left[N^{\text{експ}}(\theta) - N^{\text{експ}}(90^\circ) \right] (\cos\theta)^{1.6} \quad (14)$$

Список літератури

1. Вальтер А.К. Введение в физику элементарных частиц.- Харьков,1960, С.164-210.
2. Вальтер А.К., Залюбовский И.И. Ядерная физика,-Харьков, 1978, С.73, 79-81, 86-89, 349-381.
3. Н.Л. Григоров, М.А. Кондратьева, И.Д. Рапорт. Космические лучи. М., Физматгиз, 1962.
4. А.О.Вайсенберг. Мю-мезон. М., АН СССР. 1963.
5. Н.А. Добротин. Космические лучи. М., Гостехиздат, 1954.
6. В.Л.Гинзбург, С.И.Сыроватский. Происхождение космических лучей. Изд. АН СССР. М., 1963.
7. В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева. Космические лучи и их взаимодействие. М., Атомиздат. 1968.