

**Фізпрактикум з загального курсу
“ФІЗИКА ЯДРА І ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК”**

Лабораторна робота № 13

КОСМІЧНІ ПРОМЕНІ. ВИМІРЮВАННЯ ЧАСУ ЖИТТЯ МЮОНІВ.

МЕТА І ЗАВДАННЯ РОБОТИ:

Метою лабораторної роботи є ознайомлення з процесами формування вторинного космічного випромінювання. Спостереження вторинного космічного випромінювання на рівні моря. Визначення середнього часу життя мю-мезона.

Завдання роботи: Виміряти часову роздільну здатність установки підрахунку збігів. Виміряти швидкість лічби збігів у часі імпульсів від двох шарів лічильників з поглинаючим шаром свинцю та без нього при різних кутах орієнтації космічного “телескопа”. За вимірними даними підтвердити факт реєстрації мюонів та оцінити середній час життя мюона.

НЕОБХІДНІ ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ:

Два чи три ряди лічильників (увімкннутих у кожному шарі паралельно), розташованих на певній віддалі один від одного та підключені до схеми співпадань (збігів). Лічильники закріплені так, що можна змінювати їх положення відносно нормалі до поверхні землі.

Свинцевий поглинач випромінювання товщиною 10 см.

Схема подвійних чи потрійних збігів імпульсів від кожного шару детекторів. Блок реєстрації імпульсів (наприклад, БР-1).

1. КОСМІЧНІ ПРОМЕНІ

1.1 Склад та властивості первинних космічних променів

У Всесвіті відбуваються процеси з великим енерговиділенням, при яких утворюються потоки високоенергетичних частинок. Деякі з них досягають атмосфери землі і мають назву “космічні промені”.

Космічні промені – це потік високоенергетичних частинок (атомних ядер, переважно, протонів з енергією $E > 100$ МеВ), які потрапляють в атмосферу Землі з космосу. Середня енергія первинних космічних променів складає близько 10^{11} еВ, а енергія окремих з них сягає 10^{20} еВ. Відрізняють космічні промені, які потрапляють в атмосферу Землі з простору нашої Галактики (ГКП) та промені, які зобов’язані сонячній активності (сонячні космічні промені, СКП). Можливе надходження космічних променів з позагалактичного простору, але інтенсивність їх має бути значно менша від інтенсивності ГКП завдяки великим відстаням та дії магнітних полів. Таблиця 1 представляє приблизний склад первинних космічних променів та порівняння його з розповсюдженістю відповідних елементів у Всесвіті [2.2.1]. Суттєве перевищення частки легких ядер у первинних космічних променях порівняно з розповсюдженістю у Всесвіті пояснюється значною ймовірністю утворення легких ядер при взаємодії масивніших частинок космічних променів з атомами космічного простору. (Густина газу космічного простору складає приблизно $2 \cdot 10^{-26}$ г/см³).

Високоенергетичні частинки ГКП виникають і прискорюються у процесах:

- вибухів у ядрі Галактики (приблизно 1 вибух на 100 млн років, при якому виділяється енергія порядку 10^{49} Дж);

- вибухів зверхнових зірок (приблизно 1 вибух на 50-100 років, при якому виділяється енергія порядку 10^{33} Дж);
- вибухів нових зірок, які відбуваються значно частіше, але з меншим енерговиділенням.

Таблиця 1 Склад первинних космічних променів (ПКП).

Група ядер	Z	Ä	Частка у потоці ПКП	Розповсюдженість у Всесвіті
Протони	1	1	100	100
Ядра гелію	2	4	7,2	7,7–15
Легкі ядра	3–5	10	0,15	10^{-6}
Середні	6–9	14	0,52	0,08–0,30
Важкі	≥ 10	31	0,15	0,03–0,02
Дуже важкі	≥ 20	51	0,04	0,002–0,0007

Поверхні землі поблизу екватора можуть досягти протони з $E > 15$ ГеВ. Густина потоку таких частинок рівна приблизно 220 протонів/М²с. Частинки з меншою енергією відхиляються магнітним полем землі.

Сонячні космічні промені виникають у період сонячної активності. Релятивістські протони з енергіями $1\text{--}50$ ГеВ досягають Землі через приблизно 10 хв після хромосферного спалаху на Сонці і мають інтенсивність $\sim 2 \times 10^6$ част./см²с, що в мільйон раз перевищує густину потоку космічного газу.

Нерелятивістські протони СКП ($E < 500$ МеВ) досягають максимуму інтенсивності в околі Землі (до 10^9 част./см²с) через $9\text{--}11$ годин після спалаху.

Частина протонів і електронів космічного випромінювання відхиляється магнітним полем Землі і на певний час утримується поблизу Землі, формуючи радіаційні пояси Землі. У внутрішньому радіаційному поясі, середина якого віддалена на $1,5$ земних радіусів від центра землі вздовж магнітного екватора, зосереджені протони з енергією кілька десятків МеВ і середньою густиною потоку $\sim 10^4$ част./см²с. Зовнішній радіаційний пояс віддалений на $4\text{--}5$ земних радіусів і містить переважно електрони з енергією до кількох МеВ і густиною потоку до 10^9 електр./см²с. Наявність радіації в космічному просторі має враховуватися при космічних дослідженнях. У таблиці 2 наводяться орієнтовні дані про рівні радіаційної небезпеки у космічному просторі поблизу Землі.

Вид випромінювання	Основні типи частинок	E, МеВ	Густина потоку, частинок/см ² с	Потужність поглинутої дози, рад/год
ГКП	протони	$10^3\text{--}10^{14}$	$2\text{--}4,5$	$0,5$
СКП	протони	$10\text{--}5 \cdot 10^4$	$10^3\text{--}10^{10}$	До $3 \cdot 10^4$
Радіаційні пояси	протони	$4 \cdot 10^{-4}\text{--}10^2$	$10^4\text{--}10^8$	До 10^6
	електрони	$0,01\text{--} > 5$	$10^4\text{--}10^9$	

1.2 Вторинні космічні промені

При бомбардуванні космічними частинками з енергією більше $10^{11}\text{--}10^{12}$ еВ ядер атмосферних азоту і кисню відбуваються ядерні реакції з вильотом багатьох частинок (множинне народження) знову ж високої енергії (рис.1). При цьому утворюються переважно ядерно активні піони (π^+ , π^- , π^0 –мезони, які є носіями ядерної взаємодії,

нуклон-антинуклонні пари, високоенергетичні нуклони, **K**-мезони та ін.). Середній пробіг протонів первинного космічного випромінювання до моменту непружної взаємодії з ядром атмосферного газу (ядерний пробіг) складає близько 60 г/см^2 . Це значно менше пробігу відносно втрат енергії на іонізацію середовища (іонізаційного пробігу).



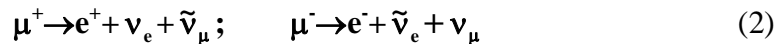
Рис.1. Схема утворення потоку мюонів у верхніх шарах атмосфери.

На висотах нижче 19,6 км, де тиск складає 100 г/см^2 , космічне випромінювання практично повністю має вторинний характер. Високоенергетичні вторинні частинки (нагадуємо, переважно піони) у свою чергу непружно взаємодіють з ядрами з множинним утворенням нових частинок, які знову можуть мати високу енергію, достатню для непружної взаємодії з ядрами. Тиск атмосфери на рівні моря складає 1033 г/см^2 . Бачимо, що товщина атмосфери більш як в 10 разів перевищує пробіг високоенергетичних піонів і нуклонів. Тому взаємодія вторинних ядерно-активних частинок багатократно повторюється і у міру проникнення потоку випромінювання вглиб атмосфери число частинок зростає лавиноподібно. Енергія первинної частинки розподіляється між все більшою кількістю вторинних частинок. Кажуть, що розвивається нуклон-мезонна злива, або нуклон-мезонний каскад. Розвиток зливи відбувається до тих пір, поки енергія ядерно-активних частинок стане меншою 10^9 eV . Тоді може проходити ядерне розщеплення без множинного народження частинок. Частинки сповільнюються за рахунок іонізаційних втрат енергії та пружних зіткнень з ядрами. Помітним стає розпад π -мезонів.

Заряджені піони мають середній час життя $2,6 \cdot 10^{-8} \text{ с}$. Після їх розпаду утворюються μ -мезони та мюонні нейтрино ν_e :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu ; \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu . \quad (1)$$

Мюони мають енергію спокою 105,66 MeV, середній час життя $2,2 \cdot 10^{-6}$ с і зазнають бета-розпаду з утворенням мюонних і електронних нейтрино: $\tilde{\nu}_\mu$ та ν_e .



Поверхні землі досягають переважно мюони, у яких час життя майже на 2 порядки перевищує час життя заряджених піонів. Потік ядерно-активних частинок (нуклонів і піонів) на рівні моря порівняно з потоком мюонів дуже малий. Слід відмітити, що негативно заряджені мюони притягаються ядрами речовини і можуть захоплюватись ними на атомні орбіти, утворюючи так звані мю-мезоатоми. З часом μ^- -мезони або розпадаються, або захоплюються одним із протонів ядра з перетворенням протона в нейтрон. Час життя μ^- -мезонів у середовищі швидко зменшується із зростанням атомного номера (Z) середовища. Але у середовищах з малим ефективним Z, до яких можна віднести і повітря, захват негативно заряджених мюонів незначний і часи життя мюонів з різними знаками зарядів можна вважати однаковими.

Час життя π^0 -мезона рівний $0,76 \cdot 10^{-16}$ с, енергія спокою складає 134,96 Мев. Практично по місцю утворення він розпадається на два гамма-кванти:



Якщо π^0 -мезон має високу енергію, то утворені гамма-кванти стають джерелами електронно-фотонних злив. У полі ядра високоенергетичні гамма-кванти народжують електронно-позитронні пари. При розсіюванні на електронах вони передають комптон-електронам значну енергію. Утворені електрони і позитрони з високими енергіями, гальмуючись у полі атомних ядер, народжують все ще високоенергетичні гальмівні гамма-кванти. Ці гамма-кванти утворюють електрони наступного покоління. Спостерігається каскадне зростання кількості частинок і гамма-квантів із зменшенням їх енергії. Коли енергія частинок зменшиться до деякого критичного значення (для повітря близько 72 MeV), наростання лавини припиняється. Зауважимо, що джерелами електронно-фотонних злив можуть бути і швидкі електрони, вибиті з атомів дуже високоенергетичними зарядженими частинками.

У космічному випромінюванні поблизу поверхні моря виділяють дві компоненти з різною проникаючою здатністю.

Компоненту, яка практично повністю поглинається шаром свинцю товщиною 10 см, називають "м'якою". М'яку компоненту складають електрони, позитрони та гамма-кванти.

Компоненту, яка не повністю поглинається навіть метровою товщиною свинцю, називають "жорсткою". Жорстка компонента на рівні моря представлена μ -мезонами.

Потік частинок і гамма-квантів м'якої компоненти складає близько третини загального потоку космічного випромінювання поблизу поверхні Землі.

Відносно мала проникність гамма-квантів, зумовлених космічними променями, пояснюється великим перерізом утворення електронно-позитронних пар. Потоки високоенергетичних електронів і позитронів послаблюються за рахунок іонізаційних і радіаційних втрат енергії.

Мюони мають у 207 разів більшу масу спокою, ніж електрони, що зменшує їх прискорення при гальмуванні в електричному полі ядер, а отже суттєво обмежує величину радіаційних втрат енергії, оскільки ймовірність гальмівного гамма-випромінювання пропорційна квадрату прискорення зарядженої частинки. Мюони поглинаються майже виключно за рахунок іонізаційних втрат і тому мають значно вищу проникність, ніж частинки м'якої компоненти.

2. ВИМІРЮВАННЯ СЕРЕДНЬОГО ЧАСУ ЖИТТЯ МЮОНІВ

У верхньому шарі атмосфери на висоті L за рахунок розпаду піонів формуються потоки μ -мезонів. Зменшення густини потоку швидких мюонів в атмосфері відбувається у значно більшій мірі за рахунок їх розпаду, ніж за рахунок гальмування та захоплення ядрами. Тому ефект процесу розпаду мюонів можна виявити, якщо виміряти густину потоку жорсткої компоненти при зміні шляху, пройденого частинками в атмосфері.

Нехай на висоті L густина потоку мюонів, які рухаються вздовж вертикалі, рівна I_0 . З огляду на ізотропність первинного космічного випромінювання можемо вважати, що такою ж буде густина потоку мюонів і в інших напрямках. У випадку, коли мюони рухаються від місця утворення вздовж вертикалі протягом часу t , їх густина потоку буде рівною:

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau_\mu}}, \quad (4)$$

де τ_μ – середній час життя мюонів. Для таких мюонів час руху $t=L/v$ і густина потоку поблизу Землі обчислюється за виразом:

$$I_1 = I_0 \cdot e^{-\frac{L}{v \cdot \tau_\mu}}. \quad (5)$$

де v – швидкість руху мюона (частинки жорсткої компоненти).

Мюони, які рухаються під кутом θ до вертикалі, проходять до поверхні Землі віддаль $L/\cos(\theta)$ і їх густина на рівні моря буде складати:

$$I_2 = I_0 \cdot e^{-\frac{L}{v \cdot \tau_\mu \cdot \cos(\theta)}} \quad (6)$$

Швидкість реєстрації a пропорційна густині потоку: $a \sim I$. Якщо є детектор високоенергетичних частинок, який реєструє лише ті частинки, що рухаються у заданому напрямі, то відношення швидкостей лічби при реєстрації мюонів у двох згаданих вище напрямках (формули 5, 6), буде рівним:

$$\frac{a_1}{a_2} = e^{\left[\frac{L}{\tau_\mu \cdot v} \left(\frac{1}{\cos(\theta)} - 1 \right) \right]} \quad (7).$$

З теорії відносності відомо, що час життя частинки τ_μ , яка рухається з швидкістю v , зв'язаний з часом життя тієї ж частинки у стані спокою, $\tau_{\mu 0}$, співвідношенням:

$$\tau_\mu = \frac{\tau_{\mu 0}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v^2}{c^2} \right)}} = \frac{\tau_{\mu 0}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (8)$$

Крім того, повна енергія мюона зв'язана з енергією спокою:

$$E_\mu = \frac{m_\mu \cdot c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (9)$$

тоді

$$\tau_\mu = \tau_{\mu 0} \cdot \frac{E_\mu}{m_\mu \cdot c^2} \quad (10)$$

З формул (9) і (10) одержується вираз для визначення часу життя мюона:

$$\tau_{\mu 0} = \frac{L}{v \cdot \ln\left(\frac{a_1}{a_2}\right)} \left(\frac{1}{\cos\theta} - 1 \right) \cdot \frac{m_{\mu} \cdot c^2}{E_{\mu}} \quad (11)$$

Формула (11) не враховує наявність іонізаційних втрат енергії мюонами, тому час життя визначається з точністю до порядку величини. При обчисленні має враховуватися, що середня енергія мюонів на рівні моря залежить від напрямку їх руху:

$$E_{\mu}(\theta) \approx 5 \cdot \cos\theta \text{ (Гев)}. \quad (12)$$

Швидкість руху релятивістського мюона близька до швидкості світла: $v \approx c$.

Товщину шару атмосфери L , у якому рухається уже сформований потік жорсткої компоненти, приймають рівною 15 км.

3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА.

Блок-схема експериментальної установки показана на рис. 2. Основним вузлом установки є космічний “телескоп”, що складається з двох паралельних рядів лічильників Гейгера-Мюллера. Площини, у яких розташовані окремі ряди лічильників, перпендикулярні до площини рисунка. Між рядами лічильників розміщений свинцевий поглинач товщиною близько 10 см, який поглинає м’яку компоненту. До нижнього ряду лічильників доходять практично тільки мюони. Телескоп може обертатись навколо осі, що проходить між рядами лічильників паралельно до рядів.

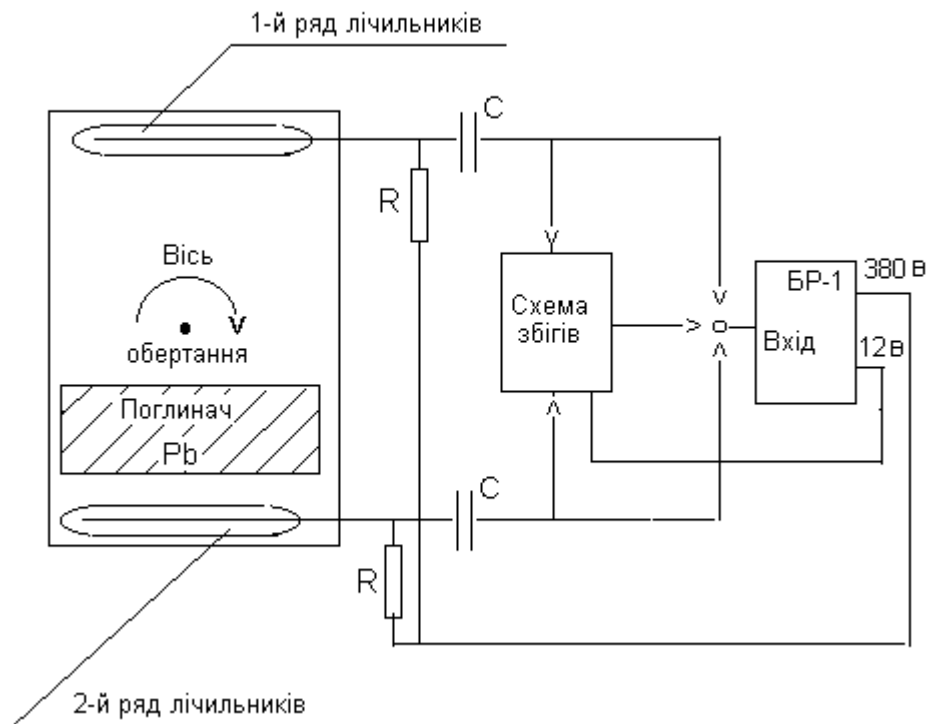


Рис. 2. Блок-схема космічного “телескопа”.

Аноди лічильників кожного ряду з’єднані між собою, а катоди заземлені. Аноди живляться від високовольтного виходу блока реєстрації БР-1 або від окремого високовольтного стабілізованого джерела напруги. Імпульси з лічильників кожного ряду поступають на окремі входи схеми подвійних збігів. Як відомо, така схема генерує

на виході стандартний імпульс тільки у тому випадку, коли на обидва входи імпульси приходять одночасно, точніше, коли час між моментами надходження імпульсів на різних входах не перевищує величину роздільного часу схеми збігів. Імпульси з схеми збігів реєструються перерахунковим пристроєм блоку БР-1.

Використання схеми збігів дає можливість відбирати події, які відповідають проходженню певного мюона через обидва ряди лічильників. При горизонтальному розміщенні рядів лічильників через обидва ряди лічильників проходять переважно мюони, які рухаються у вертикальному напрямі (шлях руху до поверхні Землі з шару атмосфери, де формується потік мюонів, L). При відхиленні від вертикального напрямку на кут θ віддаль, яку проходять мюони зростає до $L/\cos\theta$ (рис.1).

Схема збігів має певне значення роздільного часу τ . Тому вона, крім істинних збігів, пов'язаних з реєстрацією одного і того ж мюона в обох рядах лічильників, генерує також випадкові співпаданя, коли імпульси від одного ряду випадково збігаються у часі з імпульсами іншого ряду. Якщо швидкість лічби імпульсів від першого ряду n_1 імп./с, а від другого— n_2 імп./с і відсутні істинні збіги, швидкість лічби випадкових збігів визначається виразом:

$$a_{\text{вип}}=2\tau \cdot n_1 \cdot n_2 \quad (13)$$

Швидкості лічби імпульсів n_1 і n_2 вимірюють також з допомогою БР-1, підключаючи вхід блоку до виходу кожного з рядів лічильників, як показано на рис.2. Значення роздільного часу можна визначити, вимірюючи швидкість лічби випадкових збігів за умови, що числом істинних збігів можна знехтувати. Для цього можна розташувати поблизу кожного з рядів радіоактивні джерела (наприклад, ^{90}Sr чи ^{137}Cs). Іншим методом визначення роздільного часу схеми збігів є метод вимірювання кривої затриманих збігів..

Можливі різні модифікації експериментальної установки. Замість лічильників Гейгера-Мюллера зручно використовувати сцинтиляційні лічильники, які мають вищу швидкодюю (дозволяють виміри з меншим роздільним часом). До того ж для вивчення космічних променів можна використовувати сцинтилятори великих об'ємів (наприклад, рідинні сцинтилятори [2]). Космічний телескоп може складатись з трьох рядів детекторів, увімкнених у схему потрійних збігів. В останньому випадку швидкість лічби випадкових збігів знаходиться за виразом:

$$a_{\text{вип}}=3\tau^2 \cdot n_1 \cdot n_2 \cdot n_3 \quad (13a)$$

4. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Включити живлення приладу БР-1 і дати йому прогрітисся.
2. Визначити роздільний час схеми збігів методом реєстрації випадкових збігів, використавши "підсвітку" рядів лічильників радіоактивними джерелами.
3. Виміряти залежність лічби імпульсів нижнім рядом лічильників від товщини поглинача між рядами. На основі одержаної кривої поглинання зробити висновок про наявність м'якої та жорсткої компонент вертикального потоку випромінювання поблизу поверхні Землі.
4. Установити телескоп у вертикальному положенні. Визначити з статистичною точністю не гірше 3% швидкості надходження імпульсів (n_1 і n_2) від кожного з рядів лічильників. Обчислити швидкість лічби випадкових співпадань.
5. На протязі 30-50 хВ провести реєстрацію збігів імпульсів при наявності між рядами поглинача близько 10 см свинцю. Врахувавши $a_{\text{вип}}$, обчислити швидкість лічби дійсних співпадань та оцінити статистичну похибку результату.

6. Нахилити телескоп на 45° до вертикалі. Повторити виміри та обчислення пункту 5.

7. Користуючись формулою (5) оцінити середній час життя мюона та точність його визначення.

5. Питання для контролю за самостійною роботою

1. Склад та енергетичні характеристики первинного космічного випромінювання.

2. Які процеси мають місце при бомбардуванні первинними космічними променями атмосферного азоту та кисню?

3. Схеми розпаду заряджених та нейтральних π -мезонів.

4. Схеми розпаду заряджених μ -мезонів.

5. Порівняти середній час життя π^+ - мезона та μ^+ -мезона, μ^+ -мезона та μ^- - мезона, π^- - мезона та π^0 - мезона.

6. Як розвивається і затухає нуклон-мезонний каскад?

7. Який максимальний шлях може пройти μ^- -мезон протягом свого часу життя?

8. Як виникають електронно-фотонні зливи, спричинені космічними променями в атмосфері?

9. Який склад м'якої та жорсткої компонент вторинного космічного випромінювання на рівні моря?

10. Як пояснюється різна проникаюча здатність м'якої та жорсткої компонент вторинного космічного випромінювання?

11. Чому спостереження жорсткої компоненти вторинного космічного випромінювання підтверджує висновки теорії відносності?

12. Як з допомогою телескопа лічильників можна виміряти потік мюонів під певним кутом? Як можна підвищувати кутову роздільну здатність телескопа?

Література.

1. Булавін Л.А., Тартаковський В.К. Ядерна фізика.—К.: Знання, 2005.— 439с. С.416-430.

2. Мурзин В.С. Введение в физику космических лучей.—М.: Изд-во МГУ, 1988. — 320с. С.171-179; 264-300.

Перший варіант методичної вказівки написано доц.. Парлаг О.М. та видано у 1988 році. Останній варіант змінено і доповнено доц.. Парлаг О.М. та ст. н. співр. Парлаг О.О.