УДК 539.12

В. А. Пшеничний, В. М. Архипов, Л. В. Горбиць

ДП "Державний науково-інженерний центр систем контролю та аварійного реагування" (ДП "ДНІЦ СКАР") Міненерговугілля України, м. Київ

ОЦІНКА ПОТУЖНОСТІ ЕКВІВАЛЕНТНОЇ ДОЗИ МЕЗОННОЇ ТА ЕЛЕКТРОННОЇ КОМПОНЕНТ КОСМІЧНОГО ВИПРОМІНЕННЯ В БАГАТОПОВЕРХОВОМУ БУДИНКУ МІСТА КИЄВА

Наведено результати вимірів безпосередньо іонізуючої компоненти космічного випромінення (мезони та електрони) у місті Києві (Україна), виконаних на NaI(Tl)-детекторі з розмірами (∅ 20 × 12) см. Для виділення спектрів цих заряджених частинок використовувалися залізобетонні перекриття багатоповерхового будинку загальною товщиною 0,4 м та 6,5 м. Оцінка потужності річної еквівалентної дози в повітрі для таких перекриттів складає (197±17) мкЗв/рік та (103±7) мкЗв/рік, відповідно.

Ключові слова: космічне випромінення, потужність еквівалентної дози,

Останнім часом відбувається переоцінка радіаційних доз, пов'язаних з вторинними компонентами космічних променів, біля поверхні Землі [1, 2]. До таких експериментальних досліджень відносяться визначення потоків та енергетичних спектрів безпосередньо іонізуючих частинок (мезони та електрони) та частинок з непрямою іонізацією (нейтрони, гамма-кванти). Особливу увагу приділяють визначенню енергіїй $\pi^{\pm}$- та $\mu^{\pm}$-мезонів, які, пронизуючи детектор наскрізь, втрачають в ньому лише частину своєї кінетичної енергії. За рахунок цього реєструється енергетичний відгук на проліт швидкої зарядженої частинки, залишаючи поза визначенням величину кінетичної енергії самої частинки. Такі знання дозволяють більш надійно оцінити потужність поглинутої / еквівалентної дози в повітрі.

Основними завданнями проведеної роботи є:

визначення складу проникаючих космічних частинок й енергетичних спектрів окремих компонент в багатоповерховому будинку в залежності від загальної товщини перекриттів;

проведення оцінки потужності поглинутих доз в повітрі для різних перекриттів.

Під час роботи з NaI(Tl)-детектором розмірами (∅ 20 × 12) см автори зіткнулися з потребою розмістити детектор в місці, де природний гамма-фон був би найменшим. Виявилося, що при розміщенні детектора в цокольному (напівпідвальному) приміщенні, гамма-фон з енергією до 3 МеВ від К-40 та радіонуклідів ланцюгів розпаду природних урану й торію приблизно вдвічі більший за той, що отримується на відкритому просторі. При цьому нас зацікавила наявність високоенергетичного фону. Щоб визначити його енергетичний спектр, треба було прокалібрувати спектрометр на енергії, вищі за 3 МеВ. Було вирішено скористатися підсилювачем з добротним атенюатором. Тобто, прокалібрувавши спектрометр при найбільшому підсиленні за двома лініями E_1=1,462 МеВ (К-40) та E_2=2,615 МеВ (Th-232), а потім зменшивши атенюатором підсилення в n раз, було досягнуто калібровки нової енергетичної шкали з енергіями nE_1 та nE_2 в тих же каналах, що й лінії E_1 та E_2 при попередньому більшому підсиленні. Можливо, подібним способом проводили калібровку високоенергетичного космічного фону, наприклад, в [1]. Така енергетична калібровка допомогла визначити поведінку високоенергетичного фону (рис. 1), який є частиною космічного випромінення в місті Києві на висоті 100—120 м над рівнем моря. На зареєстрованих спектрах спостерігається пік в діапазоні 80—90 МеВ, який спадає до 250 МеВ. Положення цього піка залежить від геометричних розмірів детектора, що узгоджується й з [1], де у спектрі відгуку NaI(Tl)-детектора з розмірами (∅ 12,7 × 12,7) см пік знаходиться в області енергії ~72 МеВ.

Були проведені пошуки місця розміщення детектора, де високоенергетичний фон найменший. Виявилося, що такий фон вдвічі менший в напівпідвальному приміщенні багатоповерхового будинку з залізобетонним перекриттям загальної товщини 6,5 м (рис. 1, *2*), чим в приміщенні з перектриттям товщиною 0,4 м (рис. 1, *1*). Спектри подібні один до одного з відмінністю енергетичної залежності в області 10—40 МеВ та незначним зсувом піка від 85 МеВ (для товстого перектриття) до 90 МеВ (для тонкого). Апаратура, що використовувалася для визначення спектрів відгуків, дозволяє реєструвати амплітуди, більші за 255 МеВ. Такі події записуються в єдиний канал, що відповідає енергії 256 МеВ. Окреме дослідження цих відгуків вказує на те, що їх спектр поступово спадає до нуля майже при 360 МеВ.

За проходженням свинцевих екранів в місцях проведення вимірів можна встановити, які заряджені частинки реєструються. На рис. 2, *1* наведено проходження екрану зі свинцю товщиною 12 мм на залізній підложці товщиною 4 мм, який розміщувався

над детектором, в приміщенні з тонким залізобетонним перекриттям. В напівпідвальному приміщенні використовувався свинцевий екран товщиною 25 мм (рис. 2, *2*), який повністю поглинає електрони з енергіями <500 МеВ. Щодо проходження цього екрану γ-квантами було проведено розрахунки для енергій 10, 20, 60 та 100 МеВ (рис. 2, *3*). Для зменшення статистичних похибок експериментальних проходжень було проведено усереднення для кожного результату по 20 МеВ, окрім першої (по 3 МеВ) та двох останніх (по 60 МеВ та 45 МеВ, відповідно) точок в спектрі. Характер поведінки експериментальних проходжень у двох вимірах однаковий: в області 10—40 МеВ енергетична залежність проходження вказує, що в потоці вторинного космічного випромінення присутні електрони та, можливо, гамма-кванти, при цьому більший потік цих частинок відповідає тонкому залізобетонному перекриттю. Електрони саме таких енергій згадуються в монографії Гайтлера [3]. А в [2] в цій області енергій вивчались електронні потоки космічного фону, які пов'язують із розпадом μ-мезонів. Нейтральні π^0-мезони мають період напіврозпаду $0{,}84 \cdot 10^{-16}$ с й розпадаються, в основному, на два гамма-кванти з енергією ~65 МеВ. Менша величина проходження свинцевих екранів при тонкому залізобетонному перекритті відповідає більшому потоку гамма-квантів з такою енергією. А враховуючи більший, приблизно вдвічі, загальний потік космічних частинок у вимірі *1* відносно виміру *2*, можна очікувати значний потік γ-квантів з енергією 65 МеВ на відкритому місці. В області відгуків 100—200 МеВ за наяних похибок проходження екранів досягають величин >1, тобто високоенергетичні частинки породжують в свинцевому екрані численні нові частинки (каскадні частинки) — загально відомий ефект Россі для товщин свинцю ~10 мм [4].

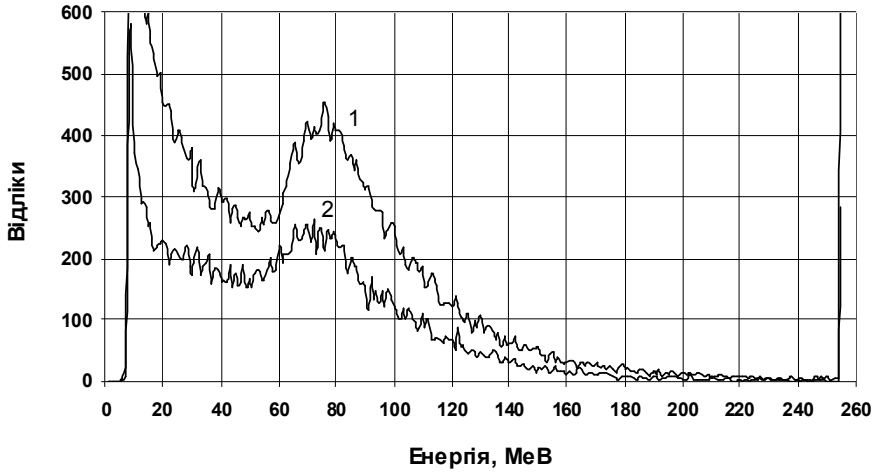

Рис. 1. Спектри відгуків NaI(Tl)-детектора для космічного випромінення в приміщеннях із залізобетонними перекриттями 0,4 м (*1*) та 6,5 м (*2*). Експозиція — 2 години

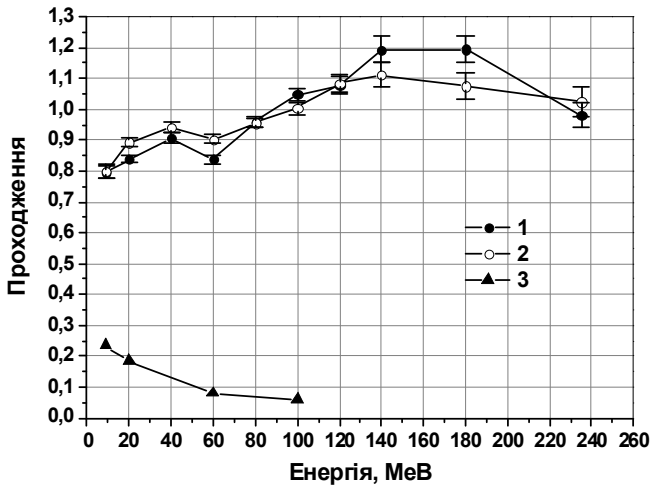

Рис. 2. Експериментальні криві проходження космічного випромінення через свинцеві екрани в умовах вимірів:
1 — екран Pb 12 мм + Fe 4 мм в приміщенні із залізобетонним перекриттям 0,4 м;
2 — екран Pb 25 мм в приміщенні із залізобетонним перекриттям 6,5 м;
3 — розрахунок проходження гамма-квантів через екран Pb 25 мм

Таблиця 1. Пробіги та енергетичні витрати для мезонів в деяких речовинах

E, МеВ		5	10	50	100	500	1 000	3 500	35 000	350 000
μ-мезони										
β		0,297	0,407	0,734	0,858	0,984	0,995	1,000	1,000	1,000
βγ		0,311	0,445	1,082	1,670	5,644	10,42	34,11	332,2	3 314
Cu	$dE/d(\rho x)$, МеВ·см^2·г$^{-1}$	0,0435	0,136	1,896	5,252	36,70	72,82	229,2	1 755	13 090
	R, см	0,0435	0,136	1,896	5,252	36,70	72,82	229,2	1 755	13 090
NaI(Tl)	$dE/d(\rho x)$, МеВ·см^2·г$^{-1}$	7,366	4,452	1,715	1,379	1,351	1,484	1,785	2,410	3,807
	R, см	0,124	0,384	5,209	14,32	98,54	194,3	605,1	4 535	31 740
Повітря	$dE/d(\rho x)$, МеВ·см^2·г$^{-1}$	11,47	6,694	2,437	1,921	1,790	1,928	2,249	2,850	3,533
	R, см	218,6	702,6	$1{,}02\cdot10^4$	$2{,}85\cdot10^4$	$2{,}05\cdot10^5$	$4{,}12\cdot10^5$	$1{,}32\cdot10^6$	$1{,}05\cdot10^7$	$8{,}45\cdot10^7$
$K_{\text{пов/NaI}}$		1,557	1,504	1,421	1,393	1,325	1,299	1,260	1,183	0,928
$K^*_{\text{пов/NaI}}$		1,604	1,547	1,450	1,419	1,359	1,334	1,293	1,228	1,067
π-мезони										
β		0,261	0,360	0,677	0,813	0,976	0,992	0,999	1,000	1,000
βγ		0,270	0,385	0,919	1,395	4,472	8,103	26,06	251,8	2 509
NaI(Tl)	$dE/d(\rho x)$, МеВ·см^2·г$^{-1}$	9,053	5,437	1,949	1,479	1,313	1,427	1,717	2,318	3,335
	R, см	0,101	0,313	4,440	12,73	97,06	196,3	624,0	4 699	34 350
Повітря	$dE/d(\rho x)$, МеВ·см^2·г$^{-1}$	14,33	8,281	2,792	2,076	1,755	1,868	2,178	2,790	3,416
	R, см	174,7	564,4	$8{,}59\cdot10^3$	$2{,}52\cdot10^4$	$2{,}01\cdot10^5$	$4{,}13\cdot10^5$	$1{,}36\cdot10^6$	$1{,}08\cdot10^7$	$8{,}67\cdot10^7$
$K_{\text{пов/NaI}}$		1,583	1,523	1,433	1,404	1,337	1,309	1,269	1,204	1,024

При розпаді $\pi^{\pm}$-мезонів утворюються $\mu^{\pm}$-мезони. Якщо цей процес відбувається поблизу поверхні Землі, виникає питання: чи можливо за спектрами відгуків встановити наявність потоку $\pi^{\pm}$-мезонів, які пронизують детектор. Для цього треба навчитись розраховувати пробіг $\pi^{\pm}$- та $\mu^{\pm}$-мезонів в детекторі в залежності від їх енергій.

Пробіг зарядженої частинки (ΔR, см) можна визначити за допомогою енергетичних витрат на одиницю товщини матеріалу для кожної енергії E в інтервалі енергій входу та виходу [$E_{\text{вх}}$, $E_{\text{вих}}$] кроком ΔE:

$$\Delta R = \sum_{E_{\text{вих}}}^{E_{\text{вх}}} \frac{\Delta E}{\rho\left(\frac{dE}{\rho dx}\right)_{\text{NaI}}}, \qquad (1)$$

де ΔE — енергетичний інтервал, в якому енергетичні витрати мають постійне значення, МеВ; ρ — густина матеріалу детектора, г/см^3; $\left(\frac{dE}{\rho dx}\right)_{\text{NaI}}$ — енергетичні витрати важких заряджених частинок з кінетичною енергією E на одиницю товщини матеріалу, МеВ·см^2·г$^{-1}$. Якщо $E_{\text{вих}}$=0, то ΔR=R, де R — повний пробіг частинки з кінетичною енергією $E_{\text{вх}}$.

Присвоюючи $E_{\text{вх}}$ різні початкові значення, матимемо можливий набір амплітуд відгуків самого детектора для різних заряджених частинок з різними вхідними енергіями.

Енергетичні витрати заряджених частинок складаються з іонізаційних витрат, коли іонізуються атоми матеріалу, та радіаційних витрат, пов'язаних з випромінюванням частинок. Радіаційні витрати важких заряджених частинок з E=3 500 МеВ складають 0,4 %, тому їх можна не враховувати при менших енергіях. Вони стають значними й повинні обов'язково враховуватись при енергіях ~300 000 МеВ.

Іонізаційні витрати важких частинок $\pi^{\pm}$ та $\mu^{\pm}$ описуються формулою Бете-Блоха в сучасному варіанті [5]:

$$\frac{dE}{\rho dx} = 0{,}307\frac{Z}{A\beta^2}\left(\frac{1}{2}\ln\frac{2m_e c^2(\beta\gamma)^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \eta\right),$$

$$E = m_{\text{m}}c^2(\gamma - 1);\ \ \beta = \frac{v}{c};\ \ \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}};$$

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2(\beta\gamma)^2}{1 + 2\gamma\frac{m_e}{m_{\text{m}}} + \left(\frac{m_e}{m_{\text{m}}}\right)^2}, \qquad (2)$$

де Z, A — порядковий номер елемента матеріалу поглинача та його атомне число, відповідно; m_e, m_{m} — маса електрона та мезона, відповідно, г; v — швидкість важкої частинки, см/с; $T_{\max}$ — максимальна енергія, яку може отримати електрон під час іонізації матеріалу, МеВ; I=13,5Z — середня енергія іонізації матеріалу поглинача, еВ; η — корекційна поправка, яка враховує особливості процесів проходження швидких частинок через матеріал поглинача.

За (2) були обчислені енергетичні витрати для π- та μ-мезонів в матеріалі сцинтиляційного NaI(Tl)-детектора та повітрі (табл. 1). Розрахунки для міді наведені для уважного читача, який може порівняти наші результати при η=0 з недавніми розрахунками, представленими у [5].

Маючи можливість розрахувати енергетичні іонізаційні витрати мезона з енергією E в NaI(Tl)-детекторі, можна визначити амплітуди відгуків $E_{\text{відг}}$ для певної величини пробігу ΔR_{NaI}:

$$E_{\text{відг}} = \Delta R_{\text{NaI}} \cdot \rho_{\text{NaI}} \cdot \left(\frac{dE}{d(\rho x)} \right)_{\text{NaI}}. \quad (3)$$

Для розрахунків відгуків детектора було введено наступні обмеження: максимальна кінетична енергія мезонів $E_{\text{вх}}$=3 500 МеВ; величини пробігів в детекторі ΔR_{NaI} — 12 см, 15 см та 18 см. При максимальній вхідній енергії μ-мезона відгуки для зазначених пробігів дорівнюють 60, 80 та 100 МеВ, відповідно, а в подальшому, при зменшенні енергії входу до 500 МеВ з кроком 5 МеВ, амплітуди відгуків падають, досягаючи 50, 65 та 80 МеВ, відповідно. Для π-мезонів відгуки приблизно на 5 МеВ менші, ніж для μ-мезонів: така мала різниця у відгуках не дає можливості для ідентифікації.

В область відгуків 50—100 МеВ вносять вклади $\mu^{\pm}$- та $\pi^{\pm}$-мезони, що повністю уповільнюються в детекторі або пронизують детектор наскрізь. Процес уповільнення $\pi^{\pm}$-мезонів в основному закінчується розпадом на $\mu^{\pm}$-мезони з виділенням енергії <30 МеВ. А при розпаді уповільнених $\mu^{\pm}$-мезонів на $e^{\pm}$ вивільнюється енергія <100 МеВ. У відгуку детектора до цих порогових значень енергій додається кінетична енергія мезонів, що розпадаються, та віднімається енергія одного (розпад π-мезона) або двох (розпад μ-мезона) нейтрино. Тобто можна очікувати, що енергетичний відгук від μ-мезонів буде близьким до 100 МеВ або навіть більшим.

Згідно розрахунків відгуків для мезонів, що пронизують детектор наскрізь, визначити їх вхідну кінетичну енергію неможливо. Наявність відгуків з енергіями 100—250 МеВ, скоріш за все, пов'язана з реєстрацією високоенергетичних частинок ($E_{\text{вх}}$>3 500 МеВ), коли стають помітними їхні радіаційні витрати, та продуктів розвалу ядер ("зірки") при взаємодії з цими частинками.

Попередні викладки щодо процесів реєстрації швидких заряджених частинок в NaI(Tl)-детекторі та розрахунки енергетичних витрат для мезонів наведені задля оцінки потужності еквівалентної дози космічного випромінення в повітрі. Енергія мезонів, що поглинулась NaI(Tl)-детектором, обумовлює потужність еквівалентної дози детектора (ПЕД_{NaI}, Зв/год) та обчислюється простою сумою добутків $E_{\text{відг}} \cdot N(E_{\text{відг}})$ по всьому спектру відгуків

$$\text{ПЕД}_{\text{NaI}} = \frac{k}{Mt} \cdot \sum_{E_{\text{п}}}^{E_{\text{к}}} E_{\text{відг}} \cdot N(E_{\text{відг}}), \quad (4)$$

де k=1,6·10^{-13} Дж/МеВ; M — маса детектора, кг; t — час експозиції, год; $N(E_{\text{відг}})$ — кількість відліків в каналі з енергією E; $E_{\text{п}}$, $E_{\text{к}}$ — початкова та кінцева енергії спектрів відгуків, відповідно, МеВ.

Труднощі виникають під час перерахунку ПЕД_{NaI} в потужність еквівалентної дози, наприклад, в повітрі ($\text{ПЕД}_{\text{пов}}$, Зв). Автори [1] використовують такий перерахунок, який в наших позначеннях виглядає наступним чином:

$$\text{ПЕД}_{\text{пов}} = \frac{k}{Mt} \cdot \sum_{E_{\text{п}}}^{E_{\text{к}}} K_{\text{пов/NaI}} \cdot E_{\text{відг}} \cdot N(E_{\text{відг}}); \quad (5)$$

$$K_{\text{пов/NaI}} = \frac{\left(\frac{dE}{d(\rho x)} \right)_{\text{пов}}}{\left(\frac{dE}{d(\rho x)} \right)_{\text{NaI}}}, \quad (6)$$

де $(dE/d(\rho x))_{\text{пов}}$ та $(dE/d(\rho x))_{\text{NaI}}$ — зупиняючі сили (the mass stopping power) для відгуку Евідг у повітрі та NaI, відповідно, МеВ·см^2·г$^{-1}$.

Ми обчислили $K_{\text{пов/NaI}}$ за (6) для широкого діапазону енергій мезонів (табл. 1) та порівняли отримані величини з $K^*_{\text{пов/NaI}}$ для повних витрат, які розраховували з використанням (3):

$$K^*_{\text{пов/NaI}} = \frac{R_{\text{NaI}} \cdot \rho_{\text{NaI}}}{R_{\text{пов}} \cdot \rho_{\text{пов}}}, \quad (7)$$

де R_{NaI} та $R_{\text{пов}}$ — повні пробіги мезона з енергією E у NaI та повітрі, відповідно, см. В діапазоні кінетичних енергій мезонів 5—35 000 МеВ величини $K_{\text{пов/NaI}}$ та $K^*_{\text{пов/NaI}}$ відрізняються не більше, ніж 4 %.

Оскільки $K_{\text{пов/NaI}}$ для μ- та π-мезонів відрізняються в межах 2—3 %, $\text{ПЕД}_{\text{пов}}$ обчислювалася тільки для μ-мезонів. Додатково підкреслимо, що (4) використовується в [1] для мезонів з енергіями <120 МеВ, які повністю поглинаються детектором з максимльною діагоналлю 18 см. Наведений вище розгляд процесів в детекторі вказує на те, що в ньому реєструються мезони, які втрачають лише частину своєї кінетичної енергії. Оскільки енергія таких мезонів невідома, необхідно врахувати у $K_{\text{пов/NaI}}$ енергетичні витрати мезонів в детекторі з відгуками більше 150 МеВ.

Для розрахунку вкладу до ПЕД відгуків детектора з енергіями >255 МеВ було використане середнє значення $E_{\text{відг}}$=300 МеВ. Використаний NaI(Tl)-детектор має максимальну діагональ 23 см, тому спостережуваний максимальний відгук за (3) дає оцінку $(dE/d(\rho x))_{\text{NaI}}$=3,55 МеВ·см^2·г$^{-1}$, що в перерахунку за (2) відповідає реєстрації мезонів з енергією 270 000—280 000 МеВ.

Таким чином, оцінка потужності еквівалентної дози в повітрі пов'язана з визначенням типу

заряджених частинок та з енергетичним спектром реєстрації відгуків в діапазоні 8—360 МеВ, враховуючи особливості поведінки $K_{\text{пов/NaI}}$, обумовлені реєстрацією електронів та / або γ-квантів. Реєстрація γ-квантів свідчить про появу в детекторі електронів або електрон-позитронних пар. В зв'язку з цим в співвідношеннях (6) або (7) було враховано вклад енергетичних витрат електронів. За величиною проходження космічним випрміненням свинцевого екрану (рис. 2) можна оцінити відносний вклад гамма-квантів, електронів та мезонів. Але такий підхід не повністю виправданий, бо не враховуються перерізи взаємодії γ-квантів з матеріалом середовища.

Абсолютна похибка розрахунку $\text{ПЕД}_{\text{пов}}$ за (5) визначалася як

$$\Delta ПЕД_{\text{пов}} = \frac{k}{Mt} \cdot \sqrt{\sum_{E_{\text{п}}}^{E_{\text{к}}} \left(K_{\text{пов/NaI}} \cdot E_{\text{відг}} \cdot N(E_{\text{відг}})\right)^2 \cdot \left(\delta E_{\text{відг}}{}^2 + \delta K^2_{\text{пов/NaI}} + \left(\frac{1}{\sqrt{N(E_{\text{відг}})}} \right)^2 \right)}, \quad (8)$$

де $\delta E_{\text{відг}}$, $\delta K_{\text{пов/NaI}}$ — відносні похибки визначення енергії відгуку та $K_{\text{пов/NaI}}$, відповідно.

Розрахунки $\text{ПЕД}_{\text{пов}}$ проводилися для тонкого та товстого залізобетонних перекриттів у наступних енергетичних областях спектрів:

1) 8—50 МеВ — можлива наявність електронів та γ-квантів (вклад для виміру *1* складає 16 %, а для виміру *2* — 10 %), врахування яких призводить до зменшення $K_{\text{пов/NaI}}$ на 7 % (вимір *1*) та 6 % (вимір *2*); $\delta K_{\text{пов/NaI}}$=0,1, $\delta E_{\text{відг}}$=0,03;

2) 51—70 МеВ — присутні γ-кванти від розпаду π^0-мезонів (вимір *1* — 16 %, вимір 2 — 10 %), $K_{\text{пов/NaI}}$ зменшується на 9 % та 7 %, відповідно; $\delta K_{\text{пов/NaI}}$=0,1, $\delta E_{\text{відг}}$=0,03;

3) 71—150 МеВ — можлива наявність електронів від розпаду μ-мезонів, $K_{\text{пов/NaI}}$ зменшується на 10 %; $\delta K_{\text{пов/NaI}}$=0,1, $\delta E_{\text{відг}}$=0,03;

4) 151—255 МеВ — вклад мезонів з енергіями >3 500 МеВ, які у детекторі поглинаються частково; $\delta K_{\text{пов/NaI}}$=0,15, $\delta E_{\text{відг}}$=0,03;

5) >255 МеВ — вклад мезонів з енергіями >200 000 МеВ; $\delta K_{\text{пов/NaI}}$=0,15, $\delta E_{\text{відг}}$=0,1.

Для спектру відгуків мезонів з врахуванням 6,5-метрового залізобетонного перекриття $\text{ПЕД}_{\text{пов}}$=(103±7) мкЗв/рік, а для 0,4-метрового — $\text{ПЕД}_{\text{пов}}$=(197±17) мкЗв/рік. Остання величина менша за заявлену в [1] $\text{ПЕД}_{\text{пов}}$=(274±5) мкЗв/рік, оскільки використовувалися різні енергетичні діапазони та різнилися умови проведення вимірів.

Ця робота дає напрямок подальшим дослідженням космічного фону в місті Києві.

Висновки

1. Залізобетонні перекриття багатоповерхового будинку зменшують потік мезонів та майже повністю поглинають фотонну та електронну складові космічних променів.

2. Спостерігаються γ-кванти з енергіями ~65 МеВ від розпаду π^0-мезонів та електрони з енергіями <40 МеВ від розпаду $\mu^{\pm}$-мезонів. Наявність π^0-мезонів в місцях проведення експерименту побічно вказує й на можливість утворення $\pi^{\pm}$-мезонів.

3. Відгуки детектора з енергіями >255 МеВ можна пояснити наявністю мезонів з енергіями >200 000 МеВ.

Список використаної літератури

1. Measurement for the Dose-rates of the Cosmic-ray Components on the Ground / D. A. H. Rasolonjatovo, H. Suzuki, N. Hirabayashi, T. Nunomiya, T. Nakamura, N. Nakao // J. Radiat. Res. — 2002. — 43 : Suppl. — P. 27—33. [Електронний ресурс]. — Режим доступу : jrr.oxfordjournals.org/content/43/supplement
2. *Sagawa H.* Estimation of Absorbed Dose Rates in Air Based on Flux Densities of Cosmic Ray Muons and Electrons on the Ground Level in Japan / H. Sagawa, I. Urabe // Journal of Nuclear Science and Technology. — 2001 — Vol. 38, No. 12. — P. 1103—1108. [Електронний ресурс]. — Режим доступу : http://www.tandfonline.com/toc/tnst20/38/12
3. *Гайтлер В.* Квантовая теория излучения / В. Гайтлер. — М. : ИИЛ, 1956. — 491 с.
4. *Любимов А.* Введение в экспериментальную физику частиц / А. Любимов, Д. Киш. — М. : Физматлит, 2001. — 271 с
5. Passage of Particles through Matter / J. Beringer et al. // Phys. Rev. (D86, 010001). — 2012.

Отримано 17.06.2015

© В. А. Пшеничний, В. М. Архипов, Л. В. Горбиць, 2015