

**РОЗРАХУНКИ ЕНЕРГЕТИЧНОЇ ЗАЛЕЖНОСТІ СВІТЛОВИХОДУ
СЦИНТИЛЯТОРА NaJ(Tl) ПРИ РЕЄСТРАЦІЇ P, D, T, ³He ТА ⁴He**

О. К. Горпинич, О. М. Поворозник, О. О. Ячменьов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Розроблено метод розрахунків енергетичної залежності світловиходу сцинтиляційного детектора NaJ(Tl) з метою коректного проведення енергетичної калібровки комбінованого ΔE - E-спектрометра.

При реєстрації заряджених продуктів ядерних реакцій з використанням ΔE - E-методики, в якій вирішується проблема ідентифікації та визначення енергії частинок, використовуються два розташованих один за одним детектори: “тонкий” - ΔE-детектор, за допомогою якого визначають питомі втрати частинки, та “товстий” E-детектор, призначений для визначення повної енергії тієї ж частинки. У цій методиці вибір детекторів залежить від енергетичного діапазону, в якому необхідно реєструвати частинки. В області низьких та середніх енергій, зазвичай, роль ΔE- і E-детекторів відіграють напівпровідникові детектори. Але у випадку, коли продуктами ядерних реакцій є однозарядні частинки, верхній край енергетичного розподілу яких перевищує 40-50 MeV, їх пробіг у кремнії, з якого виготовляються напівпровідникові детектори, досягає 10 мм і більше, що створює значні технологічні труднощі у виготовленні E-детекторів. У такій ситуації за детектор повного поглинання використовуються сцинтиляторні детектори NaJ(Tl) та CsJ(Tl). При вивченні рівнів нестабільних ядер за допомогою кореляційних експериментів, крім надійної ідентифікації частинок за масами, важливо точно встановити енергію відносного руху кластерів, які утворюють нестабільну систему, а коректність визначення цієї величини безпосередньо залежить від точності вимірювання енергії продуктів ядерних реакцій у широкому діапазоні – практично від нульових значень до максимально можливих. Наприклад, у випадку дослідження взаємодії α-частинок з енергією 67,2 MeV з ядрами тритію діапазон енергетичного розподілу легких продуктів реакцій сягає 50 MeV. Для таких вимірювань ми використовували комбінований ΔE - E-телескоп, який складається з напівпровідникового кремнієвого поверхнево-бар’єрного ΔE-детектора та сцинтиляційного NaJ(Tl) детектора в якості E-детектора. Зазвичай, детектори, які складають телескоп, калібруються окремо. Процедуру калібровки телескопа з напівпровідникових детекторів описано в [1]. Що стосується сцинтиляційного детектора, то із застосуванням таких E-детекторів виникає проблема енергетичної калібровки для частинок різного типу, пов’язана із залежністю функції відгуку (повного світловиходу) неорганічного кристала від маси та заряду частинок, що реєструються. Проблема енергетичної калібровки комбінованого телескопа є актуальною і цьому питанню присвячено дану роботу.

Однією з найбільш уживаних характеристик властивостей сцинтиляторів є світловий вихід L, який визначається як відношення повної кількості фотонів N, що випромінюються із кристала, до енергії, яку частинка залишила в кристалі:

$$L = N/E. \quad (1)$$

Використовують також диференційний світловихід на одиницю енергії налітаючої частинки dL/dE та диференційний світловихід на одиницю шляху частинки dL/dx (у деяких літературних джерелах під світловиходом розуміють саме диференційний світловихід - dL/dE). При реєстрації зарядженої частинки сцинтиляційним спектрометром її енергія E_i визначається в пам’яті реєструючого пристрою номером каналу N_i , який пропорційний світловиходу кристала і має вигляд

$$N_1 = C \cdot L(E), \quad (2)$$

де коефіцієнт пропорційності C враховує фактори, залежні від типу сцинтилятора, спектрально-характеристик фотопомножувача, подальшого формування та підсилення сигналу й не залежить від енергії частинки.

Треба відзначити, що вже з перших досліджень властивостей сцинтиляторів [2] відомо, що енергетична залежність світловиходу $L(E)$ сцинтиляторів не є лінійною в широкому діапазоні енергій і залежить від питомої іонізаційної здатності частинок, що реєструються, тобто не є тотожною для різних типів заряджених частинок.

Для точного визначення енергії частинки, зареєстрованої в сцинтиляторі, необхідно визначити залежність світловиходу сцинтилятора від енергії та типу частинок, що реєструється. В ідеальному варіанті необхідно спершу отримати експериментальні значення світловиходу всіх типів частинок, що вивчаються, у всьому енергетичному діапазоні, що буде задіяний в експерименті, за допомогою моноенергетичних джерел відповідних частинок. Шляхом інтерполяції отриманого масиву експериментальних значень світловиходу отримуємо емпіричну залежність світловиходу від енергії для різних типів заряджених частинок. Цей експериментальний підхід вимагає значних зусиль та наявності моноенергетичних джерел заряджених частинок у широкому енергетичному діапазоні, якими можуть слугувати продукти бінарних ядерних реакцій та пружного розсіювання частинок на відповідних ядрах, що потребує вимірювального часу на прискорювальних установках.

Значно менш трудомістким є метод моделювання залежності світловиходу від енергії з подальшим нормуванням до реперних точок, енергія яких точно відома. Є декілька способів розрахунку залежності $L(E)$, наприклад у роботах [3 - 6] розрахунок ґрунтується на припущенні, що світловихід сцинтилятора визначається сумарною енергією δ -електронів, які виходять із сліду зарядженої частинки, а в [7, 8] використовується залежність диференційного світловиходу сцинтилятора від питомих іонізаційних втрат енергії частинки, що реєструється. Саме останню залежність використовували в даній роботі.

Згідно з Бірксом [9, 10], для визначення залежності диференційного світловиходу сцинтилятора від питомих іонізаційних втрат енергії частинки, що реєструється, використовується теорія переносу енергії екситоном. Число екситонів, утворених іонізуючою частинкою на одиницю довжини сліду, пропорційне dE/dx і рівне, скажімо, $A(dE/dx)$. Локальна концентрація пошкоджених чи іонізованих молекул уздовж сліду частинки також пропорційна dE/dx і рівна, припустимо, $B(dE/dx)$ молекул на одну непошкоджену молекулу. Якщо відношення ймовірності захоплення та гасіння екситону пошкодженою чи іонізованою молекулою сцинтилятора, що приводить до випромінення фотокванта, є k , то питомий світловихід буде визначатись як

$$\frac{dL}{dx} = A \cdot \frac{dE/dx}{1 + kB \cdot dE/dx}. \quad (3)$$

При великих енергіях налітаючих частинок, коли питомі втрати енергії dE/dx малі, диференційний світловихід dL/dx визначається як

$$dL/dx = A dE/dx. \quad (4)$$

У випадку великих питомих втрат енергії (важкі іони з малими енергіями) формула (3) приймає вигляд

$$dL/dx = A/kB = \text{const}. \quad (5)$$

Для отримання енергетичної залежності повного світловиходу проінтегруємо вираз (1)

$$L = A \cdot \int_0^E (1 + kB \cdot dE/dx)^{-1} \cdot dE \quad (6)$$

і за допомогою формули (6) розраховуємо енергетичну залежність повного світловиходу сцинтилятора для одно- і двозарядних продуктів ядерних реакцій.

Методом чисельного інтегрування формули (6) визначаємо $L(E)$, підставляючи питомі енергетичні втрати dE/dx для протонів, дейтронів, тритонів та α -частинок у NaJ(Tl) (тілі сцинтилятора) для значень енергій від 0 до 70 MeV, розраховані за допомогою стандартної програми розрахунків енергетичних втрат та пробігів заряджених частинок "TRIM" [11]. На рис. 1 показано отриману залежність повного світловиходу від енергії для заряджених частинок.

Світловихід, відн. од.

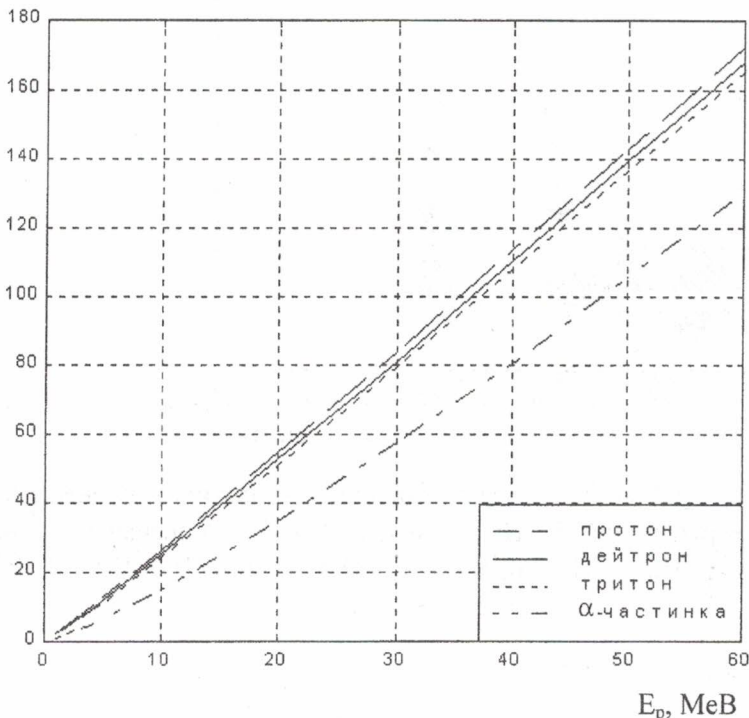


Рис. 1. Розрахунок енергетичної залежності світловиходу за формулою (6) для NaJ(Tl) сцинтиляційного детектора.

Вираз (6) для визначення повного світловиходу містить два параметри: A і kB (kB розглядається як один параметр). Параметр A визначаємо, виходячи з наближення (4), а саме: обираємо інтервал енергій, де світловихід лінійно залежить від енергії налітаючої частинки (для протонів >1 MeV, α -частинок >5 MeV), і апроксимуємо його прямою $L \cong A \cdot E_{\text{част}} + \text{const}$. А інший коефіцієнт kB отримуємо, використовуючи наближення (5) при малих енергіях.

Метод визначення світловиходу сцинтиляційного детектора за допомогою формули (6) було використано при проведенні енергетичної калібровки детекторних систем з подальшою

побудовою матриць збігів для кореляційного експерименту, в якому α -частинки з енергією 67,2 MeV бомбардували титан-тритієву мішень товщиною 2,7 мг/см². Продукти реакції реєструвалися телескопами детекторів, які склались з напівпровідникових кремнієвих поверхнево-бар'єрних ΔE -детекторів товщиною 400 мкм та сцинтиляційних детекторів повного поглинання на базі кристалів NaJ(Tl) розміром $\varnothing 20 \times 20$ мм, з'єднаних з фотопомножувачами ФЭУ-31. Обробка експериментальної інформації, записаної для кореляційного експерименту "on line", починається з побудови $\Delta E - E$ -спектрів для кожного телескопа детекторів окремо. На рис. 2 показано один з таких двовимірних $\Delta E - E$ -спектрів. На цих спектрах виділяємо інтенсивні піки, енергія яких точно відома з кінематичних розрахунків. Вони позначені цифрами й відповідають реєстрації: протонів, що утворюються в реакціях ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}_{\text{о.с.}}$ (1) та ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}_{(1,8)}^*$ (2); дейтронів — в реакції ${}^3\text{H}(\alpha, d){}^5\text{He}_{\text{о.с.}}$ (3); тритонів — з пружного α -t розсіяння (4); α -частинок — з пружного t- α розсіяння (5) та з пружного розсіяння на титані (6). Дійсне значення енергії E_i , зареєстрованої за допомогою $\Delta E - E$ -методу, є сумою двох доданків E_{y_i} та E_{x_i} , які відповідають тим часткам повної енергії, що поглинається в ΔE - та E -детекторах відповідно, і визначаються як

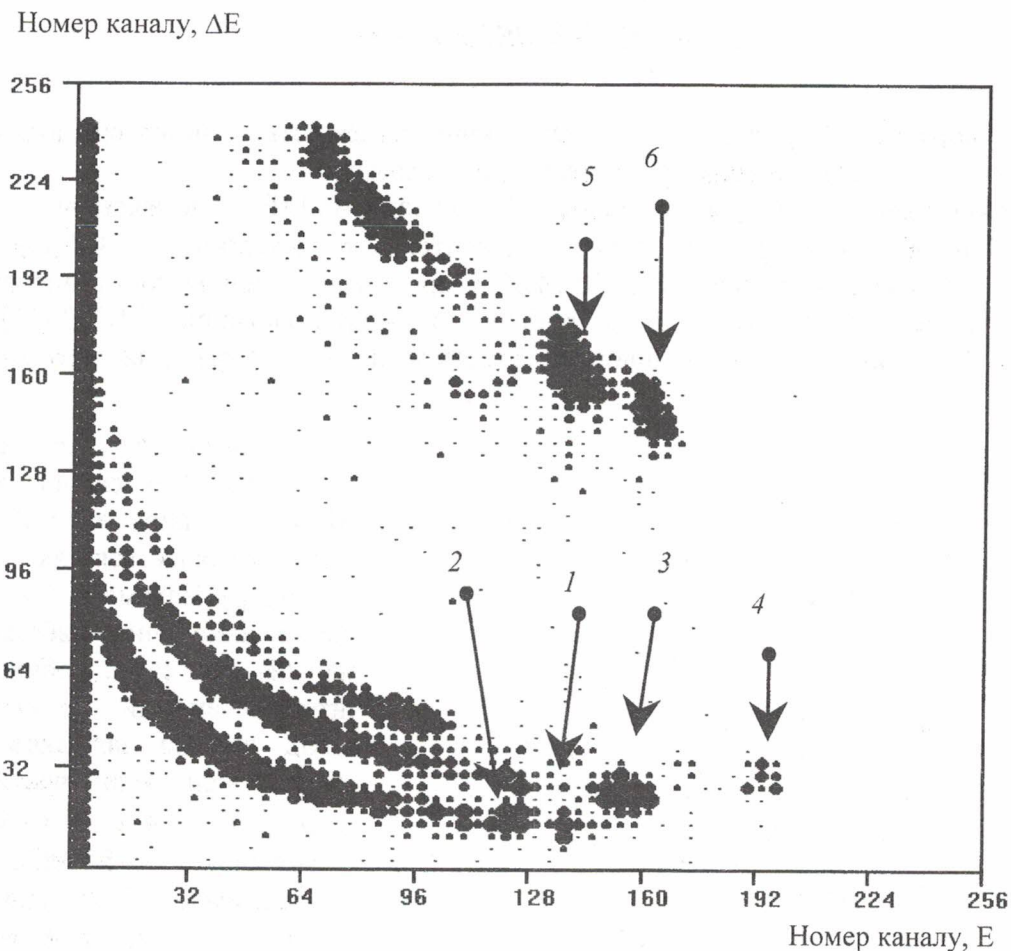


Рис. 2. Двовимірний $\Delta E - E$ -спектр, отриманий внаслідок взаємодії пучка α -частинок із енергією 67,2 МеВ із титан-третієвою мішенню. Кут реєстрації 15° . Цифрами 1, 2, 3, 4, 5 та 6 позначено піки, що відповідають продуктам реакцій ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}_{\text{о.с.}}$, ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}^*(1,8 \text{ МеВ})$, ${}^3\text{H}(\alpha, d){}^5\text{He}$, ${}^3\text{H}(\alpha, t){}^4\text{He}$, ${}^3\text{H}(\alpha, \alpha){}^3\text{H}$ та $\text{Ti}(\alpha, \alpha)\text{Ti}$ відповідно.

$$E_y = C_1 N_{\Delta E} + C_2, \tag{7}$$

$$E_x = C_3 N_E + C_4, \tag{8}$$

де C_1, C_2 - калібровочні коефіцієнти ΔE -детектора; $N_{\Delta E}$ - значення в каналах положення калібровочного піка по осі "y" у двовимірному $\Delta E - E$ -спектрі; C_3, C_4 - калібровочні коефіцієнти E-детектора; N_E - значення в каналах положення калібровочного піка по осі "x" у двовимірному $\Delta E - E$ -спектрі. Повна енергія зареєстрованої частинки визначається як

$$E = C_1 N_{\Delta E} + C_2 + C_3 N_E + C_4 + C_5. \tag{9}$$

Останній коефіцієнт у виразі (9) враховує втрати енергії продуктів реакції в мішені.

Прокалібрувавши за допомогою α -радіоактивного джерела ${}^{226}\text{Ra}$ ΔE - прострільний детектор, визначаємо ту частку енергії E_y , яку частинка, що реєструється, втрачає в ΔE -детекторі, та вирахувавши з кінематичних розрахунків повну її енергію E , отримуємо з формули (9) значення решти повної енергії цих продуктів E_x , яка поглинається в E-детекторі для всіх калібровочних піків.

На рис. 3 отримані значення E_x , позначені цифрами 1 - 6, які є тотожні позначенням на рис. 2, представлено на площині $N_E \times E_x$, де N_E - значення в каналах положення калібровочного піка по осі "x" у двовимірному $\Delta E - E$ -спектрі (див. рис. 1), а E_x - значення енергії, яка поглинається. На цьому ж рисунку представлено енергетичну залежність

світловиходу одного із сцинтиляційних детекторів для реєстрації різних продуктів ядерних реакцій - протонів, дейтронів, тритонів та α -частинок, розраховану за формулою (6) та згідно з формулою (2) пронормовану до значень E_x . Оскільки в програмі сортування записаних "on-line" експериментальних даних передбачена лише лінійна залежність, то отримані пронормовані енергетичні залежності повного світловиходу для реєстрації різних типів заряджених частинок сцинтиляційним NaJ(Tl) детектором апроксимували прямою й знаходили калібровочні коефіцієнти C_3 та C_4 для E-детектора.

$N_{ch} = \text{const} \cdot L(E)$, номер каналу E-детектора

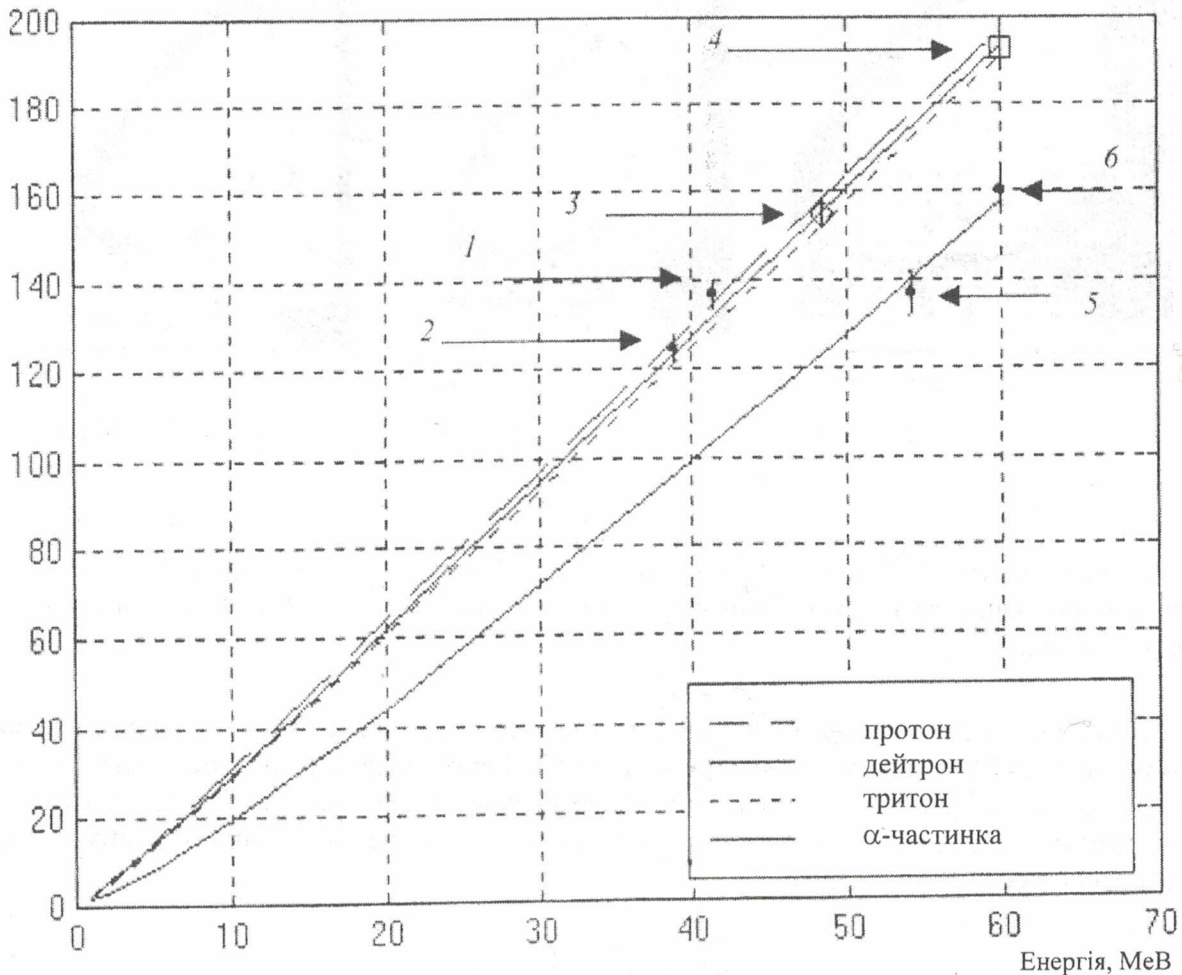


Рис. 3. Енергетична залежність світловиходу сцинтиляційного NaJ(Tl) детектора, розрахована за формулою (6) для реєстрації протонів дейтронів, тритонів та α -частинок. Цифрами 1, 2, 3, 4, 5 та 6 позначено величини енергій реперних точок, тотожні величинам з рис. 2.

Усі розрахунки при калібровці напівпровідникових та сцинтиляційних детекторів проводилися за допомогою пакета чисельних розрахунків MATLAB. Було написано програму для розрахунків повного світловиходу, лінійної апроксимації, визначення оптимальних значень параметричних коефіцієнтів, які найбільш адекватно відтворюють експериментальні значення енергій. На рис. 4 наведено як приклад матриці d - α , t - t та t - τ збігів, що отримані при дослідженні тричастинкових ядерних реакцій ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$, ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ та ${}^3\text{H}(\alpha, t\tau)n$ відповідно. Критерієм коректності проведеної калібровки є порівняння положення кінематично розрахованого локусу, позначеного суцільною лінією, відповідної тричастинкової реакції з експериментально отриманим локусом. Як видно з цього рисунка,

незважаючи на використання при калібровці ряду наближень, а саме лінійної залежності, вони задовільно узгоджуються між собою, що свідчить про коректність енергетичної калібровки.

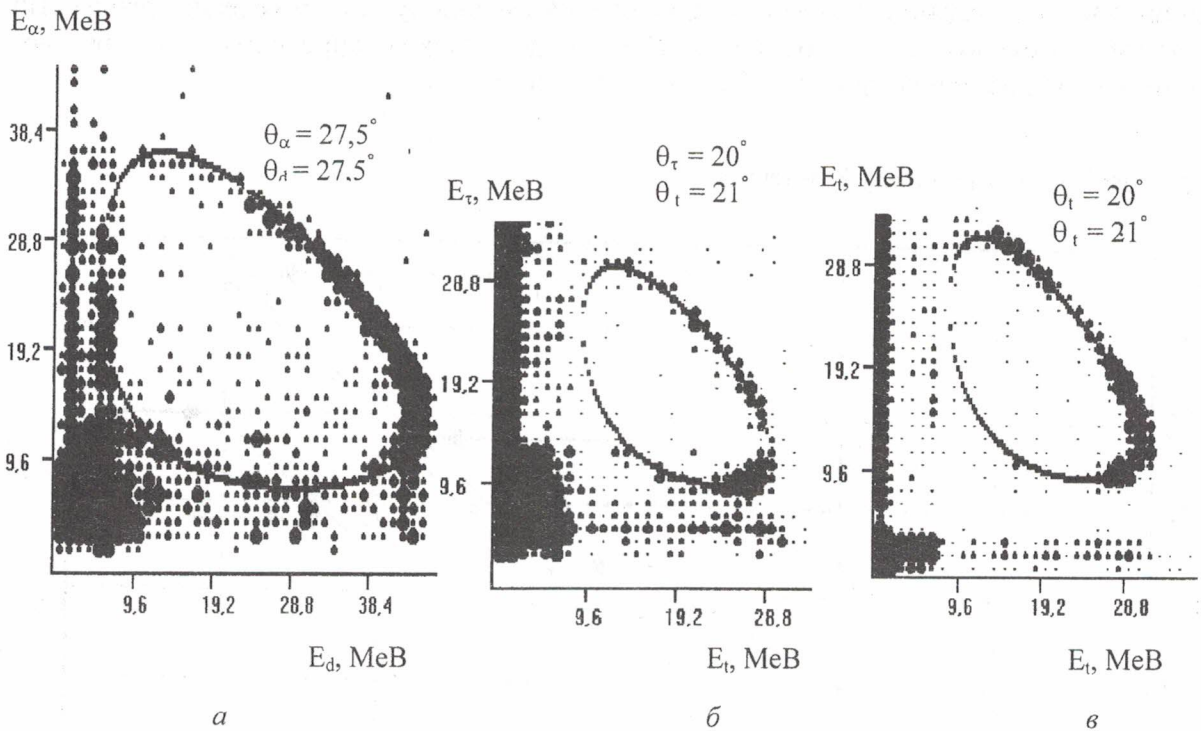


Рис. 4. Матриці $d\alpha$ (а), $t\tau$ (б) та tt (в) збігів з $\alpha + t$ взаємодії при $E_\alpha = 67,2$ МеВ. Суцільними лініями нанесено кінематичні розрахунки для тричастинкових ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$ (а), ${}^3\text{H}(\alpha, t\tau)n$ (б) та ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ (в) реакцій.

Даний метод проведення калібровки можна успішно застосувати для всіх спектрометричних систем, до складу яких входять сцинтиляційні детектори, особливо в тих методиках, де експериментальне визначення енергетичної залежності світловиходу вимагає значних затрат додаткового часу роботи прискорювачів, а також у випадках обмеженої кількості реперних значень енергії.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Горпинич О. К., Пірнак Віт. М., Поворозник О. М. та ін. // Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень. - 2001. - № 2(4). - С. 40.
2. Биркс Дж. // Сцинтилляционные счетчики. - М.: Изд-во иностр. лит., 1955.
3. Медведев М. Н. // Сцинтилляционные детекторы. - М., 1977.
4. Медведев М. Н. // Монокристаллы, сцинтилляторы и органические люминофоры. - Ч. 1. - Черкассы, 1972.
5. Медведев М. Н. // Приборы и техника эксперимента. - 1973. - № 4. - С. 79.
6. Mayer A., Murray R. B. // Phys. Rev. - 1962.- Vol. 128. - P. 98.
7. Bashkin S., Carlson R. R., Douglas R. A., Jacobs J. A. // Phys. Rev. - 1958. - Vol. 109. - P. 434.
8. Craun R. L., Smith D. L. // Nuclear instruments & methods. - 1970. - Vol. 80. - P. 239.
9. Birks J. // Phys. Rev. - 1951. - Vol. 84. - P. 364.
10. Birks J. // Proc. Phys. Soc. - 1951. - P. 874.
11. Ziegler F. // Program of Transport of Ions in Matter (TRIM), 1989.

**РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СВЕТОВЫХОДА СЦИНТИЛЛЯТОРА
NAJ(Tl) ПРИ РЕГИСТРАЦИИ P, D, T, ³He И ⁴He****О. К. Горпинич, О. М. Поворознык, А. А. Ячменев**

Разработан метод расчетов энергетической зависимости световыхода сцинтилляционного детектора NaJ(Tl) с целью корректного проведения энергетической калибровки комбинированного ΔE - E-спектрометра.

**COMPUTATION OF LIGHT OUTPUT ENERGY DEPENDENCE OF A NAJ(Tl)
SCINTILLATION DETECTOR FOR P, D, T, ³He AND ⁴He REGISTRATION****O. K. Gorpnich, O. M. Povoroznyk, O. O. Jachmenjov**

The calculations method of light output energy dependence of a NaJ(Tl) scintillation detector designed with the purpose of correct carrying out of energy calibration of composed ΔE – E-spectrometer is described.

Надійшла до редакції 20.04.01,
після доопрацювання – 12.02.02.