



УКРАЇНА

(19) UA (11) 61112 (13) C2

(51) 7 G01T1/28, G01T3/00, H01J47/00,
H01J47/02МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ
І НАУКИ УКРАЇНИДЕРЖАВНИЙ ДЕПАРТАМЕНТ
ІНТЕЛЕКТУАЛЬНОЇ
ВЛАСНОСТІОПИС
ДО ПАТЕНТУ НА ВИНАХІД

(54) СПОСІБ ВИЗНАЧЕННЯ СЕРЕДНЬОГО ЗАРЯДУ ВІД НЕЙТРОНІВ В ІМПУЛЬСІ КАМЕРИ ПОДІЛУ

1

(21) 2000010139

(22) 22 09 2000

(24) 17 11 2003

(46) 17 11 2003, Бюл. № 11, 2003 р.

(72) Чукляев Сергей Васильевич, RU, Пельолишев
Юрий Николаевич, RU, Кошелев Александр Сергее-
вич, RU, Одинцов Юрий Митрофанович, RU(73) НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ТЕХНОЛОГИИ МАТЕРИАЛОВ, RU, Чукляев Сергей
Васильевич, RU, Пельолишев Юрий Николаевич, RU,
Кошелев Александр Сергеевич, RU, Одинцов Юрий
Митрофанович, RU

(56) SU №1531679, М. кл. G01T3/00, 1991

SU №1347737, М. кл. G01T3/00, 1997

GB №1168198, М. кл. G01T3/00, 1969

US №4920271, М. кл. G01T3/00, H02J47/12,
G06M11/02, 1990

FR №2357915, М. кл. G01T3/00, G21C17/00, 1978

Чукляев С.В., Грудский М.Я., Артемьев В.А. Вто-
рично-эмиссионные детекторы ионизирующих излу-
чений М., Энергоатомиздат, 1995(57) 1 Спосіб визначення середнього заряду від
нейтронів в імпульсі камери поділу, що полягає в
тому, що камеру, яка містить електрод і подільний
матеріал, підключають до зовнішнього джерела
електричної напруги живлення, опромінюють пото-
ком нейтронів, вимірюють електричний струм від
нейтронів I_n і визначають середній заряд Q від
нейтронів в імпульсі камери поділу, який відрізня-
ється тим, що вимірюють кількість імпульсів N_d у

2

інтервалі часу Δt або швидкість лічби імпульсів n_d
при різних значеннях рівня дискримінації U_d в ін-
тервалі

$$U_{d\alpha} \leq U_d \leq \frac{E_H - \sigma}{E_\alpha} U_{d\alpha}$$

всередині якого абсолютне значення нахилу зале-
жності N_d або n_d від U_d набуває мінімального зна-
чення, де $U_{d\alpha}$ - максимальна амплітуда імпульсів
від α -випромінювання подільного матеріалу, E_H -
найбільш імовірна або середня енергія важких
продуктів поділу, σ - ширина енергетичного розпо-
ділу важких продуктів поділу, E_α - максимальна
енергія α -випромінювання подільного матеріалу,
до того ж принаймні одне вимірювання виконують
у підінтервалі

$$U_{d\alpha} \leq U_d \leq 2U_{dm} - U_{d\alpha}$$

де U_{dm} - рівень дискримінації, при якій абсолютне
значення нахилу залежності N_d або n_d від U_d набу-
ває мінімального значення, результати вимірю-
вань у цьому підінтервалі апроксимують функцією
 $f(U_d)$, а значення Q обчислюють за формулою
 $Q = I_n / n_0$ де $n_0 = f(U_d=0) / \Delta t$ при вимірюванні N_d або $n_0 = f(U_d=0)$
при вимірюванні n_d 2 Спосіб за п 1, який відрізняється тим, що апро-
ксимацію результатів вимірювань виконують обер-
неною експоненціальною функцією в залежності
від квадрата аргументуВинахід відноситься до технічної фізики, а то-
чніше - до визначення характеристики іонізаційної
камери поділу. Найбільш ефективно винахід може
бути використаний при виготовленні і випробуван-
ні газонаповнених іонізаційних камер, вузлів детек-
тора, каналів, призначених для вимірювання пото-
ку нейтронів в системі керування і захисту
ядерних реакторів, критичних складань та інших
джерел нейтронівВідомий часопрорітний спосіб визначення се-
реднього заряду, що полягає у тому, що пристрій,
що містить два електроди і матеріал поділу, під-
ключають до зовнішнього джерела електричної
напруги живлення, опромінюють потоком нейтро-
нів і визначають енергетичний розподіл продуктівподілу, по якому роблять висновок про середній
заряд в імпульсі камери поділу на одну частку, що
випає із радіатора (див., наприклад, Milton J.
Fraser J. Time-of-flight fission studies on U^{233} , U^{235}
and Pu^{239} , Canadian Journals of Physics, 1962, v. 40,
№11, p. 1626-1663)Недоліком цього способу є відсутність можли-
вості ідентифікації параметра камери поділу шля-
хом вимірюванняВідомий спосіб визначення середнього заряду
в імпульсі камери поділу, що полягає в тому, що
камеру, що містить електрод і матеріал поділу,
підключають до зовнішнього джерела електричної
напруги живлення, опромінюють потоком нейтро-
нів, вимірюють електричний струм від нейтронів I_n і

(13) C2

(11) 61112

(19) UA

визначають середній заряд в імпульсі (див, наприклад, Камера деления КНК-15-1, Технические условия ОДО 339 103 ТУ, 1977г.)

Спосіб базується на визначенні відношення електричного струму від нейтронів до швидкості лічби імпульсів, що виникають в камері поділу під опроміненням

Недоліком цього способу є відсутність інтервалу рівня дискримінації по амплітуді, в якому виконують вимірювання, і підінтервалу, в якому апроксимують результати

Другим недоліком є апроксимація результатів вимірювань в невизначеному підінтервалі оберненою експоненціальною функцією в залежності від рівня дискримінації імпульсів, що дозволяє показати будь-яке значення середнього заряду від продуктів поділу

Найбільш близьким до запропонованого технічного рішення є спосіб визначення середнього заряду в імпульсі камери поділу, що полягає в тому, що камеру, що містить електрод і матеріал поділу, опромінюють потоком нейтронів, вимірюють електричний струм від нейтронів і визначають середній заряд від нейтронів (див Чукляев С В, Грудский М Я, Артемьев В А Вторично-эмиссионные детекторы ионизирующих излучений М, Энергоатомиздат, 1995)

Спосіб базується на визначенні відношення електричного струму від нейтронів до швидкості лічби імпульсів від продуктів поділу, що виникають в іонізаційній камері під дією нейтронів

Недоліком цього способу є невизначеність в інтервалах рівня дискримінації по амплітуді, в яких вимірюють швидкість лічби імпульсів поділу і апроксимацію результатів

Суть запропонованого технічного рішення полягає в тому, що в способі визначення середнього заряду від нейтронів в імпульсі камери поділу, що полягає у тому, що камеру, що містить електрод і подільний матеріал, підключають до зовнішнього джерела електричної напруги живлення, опромінюють потоком нейтронів, вимірюють електричний струм від нейтронів I_n і визначають середній заряд Q від нейтронів в імпульсі камери поділу, вимірюють кількість імпульсів N_d в інтервалі часу Δt або швидкість лічби імпульсів n_d при різних значеннях рівня дискримінації U_d в інтервалі

$$U_{d\alpha} \leq U_d \leq \frac{E_H - \sigma}{E_\alpha} U_{d\alpha}$$

всередині якого абсолютне значення нахилу залежності N_d або n_d від U_d набуває мінімального значення, де $U_{d\alpha}$ - максимальна амплітуда імпульсів від α -випромінювання подільного матеріалу, E_H - найбільш імовірна або середня енергія важких продуктів поділу, σ - ширина енергетичного розподілу важких продуктів поділу, E_α - максимальна енергія α -випромінювання подільного матеріалу, до того ж принаймні одно вимірювання виконують в підінтервалі

$$U_{d\alpha} \leq U_d \leq 2U_{dm} - U_{d\alpha}$$

де U_{dm} - рівень дискримінації, при якій абсолютне значення нахилу залежності N_d або n_d від U_d набуває мінімального значення, результати вимірювань у цьому підінтервалі апроксимують функцією $f(U_d)$, а значення Q обчислюють за формулою

$$Q = I_n / n_0$$

де $n_0 = f(U_d=0) / \Delta t$ при вимірюванні N_d або $n_0 = f(U_d=0)$ при вимірюванні n_d , до того ж апроксимацію результатів вимірювань виконують оберненою експоненціальною функцією в залежності від квадрату аргументу

Запропоноване технічне рішення відповідає критеріям винаходу «новизна» і «винахідницький рівень», незважаючи на відомість деяких використаних у ньому ознак, так як сукупність викладених ознак, використана в новому взаємозв'язку, дозволяє підняти точність визначення середнього заряду в імпульсі камери поділу від нейтронів за рахунок встановленого в матеріалах заявки взаємозв'язку між характеристиками енергетичного спектра продуктів поділу та інтегрального спектра імпульсів в іонізаційній камері поділу

Нижче викладений приклад конкретного виконання способу з посиланнями на креслення (фіг) та таблиці (табл.)

На фіг 1 зображена принципова схема вимірювання двоелектродної конструкції камери поділу ИП - джерело постійної напруги живлення, ДУ - диференційний підсилювач, У - підсилювач потужності, АА - амплітудний аналізатор, Д - дискримінатор, ПП - перелічувальний прилад з таймером (інтенсиметр), А - вимірювач електричного струму, C_{oc} - електрична ємність оберненого зв'язку Знаками «+» і «0» марковані відповідно високовольтний і збираючий електроди камери

На фіг 2 зображена принципова схема вимірювання триелектродної конструкції камери поділу ИП - джерело постійної напруги живлення, ДУ - диференційний підсилювач, У - підсилювач потужності, АА - амплітудний аналізатор, Д - дискримінатор, ПП - перелічувальний прилад з таймером (інтенсиметр), А - вимірювач електричного струму, C_{oc} - електрична ємність оберненого зв'язку Знаками «+» і «0» марковані відповідно високовольтний і збираючий електроди, а знаком «-» - високовольтний електрод γ -чутливої компенсаційної секції камери

На фіг 3 зображені енергетичні спектри продуктів поділу, що випадають із шарів матеріалу поділу різної товщини

На фіг 4 зображені розподіли імпульсів в камері поділу по амплітуді під дією нейтронів за різних умов збирання носіїв заряду

На фіг 5 зображені інтегральні розподіли імпульсів в камері поділу по амплітуді Тут показані відповідно інтегральні спектри від фонового випромінювання за тих же умов збирання носіїв заряду

На фіг 6 зображені залежності швидкості лічби імпульсів в логарифмічному масштабі від квадрата рівня дискримінації різних зразків за різних умов збирання носіїв заряду і параметрах електронної апаратури

В табл 1 представлені характеристики енергетичних спектрів важких продуктів поділу різних нуклідів

В табл 2 представлені періоди напіврозпаду нуклідів, що діляться, та характеристика α -випромінювання

В табл 3 представлені середні енергії утворення іонів в чистих газах під дією іонізуючих час-

ток

В табл 4 представлені значення коефіцієнтів t -розподілу Стюдента при різних значеннях ν -1

В табл 5 представлені значення середнього заряду в імпульсі від нейтронів різних модифікацій камер поділу

Спосіб виконують наступним чином

Камеру поділу 1, що містить електрод 2 та матеріал 3, що ділиться, підключають по схемі, що представлена на фіг 1 Триелектродну конструкцію камери 1, що містить додатковий компенсаційний електрод, - по схемі, що представлена на фіг 2

Опромінюють потоком нейтронів

Вимірюють електричний струм I_n від нейтронів в колі сигнального електрода приладом, наприклад, типу вольтметр-електрометр універсальний В7-30, що забезпечує максимальну похибку вимірювання струму не вище 5% в діапазоні від $1 \cdot 10^{-12}$ А (перемикач 4 в положенні «1»)

Найбільш точне вимірювання електричного струму від нейтронів виконують при компенсації фонового струму зразка I_α , що вимірюють, фоновим струмом контрольного зразка, що підключений в диференційну схему До того контрольний зразок не опромінюють, а різницю власних фонових струмів від α -випромінювання компенсують вимірювальним приладом У цьому випадку повна відносна похибка δ_n визначення значення I_n задається точністю вимірювального приладу

Коли $I_\alpha \leq 0,05(I_\alpha + I_n)$, значення I_n можливо визначити різницю результатів вимірювань $I_{n\alpha}$ та I_α До того δ_n обчислюють за формулою

$$\delta_n = (\Delta I_{n\alpha} + \Delta I_f) I_n$$

де $\Delta I_{n\alpha}$ - повна абсолютна похибка вимірювання $I_{n\alpha}$, ΔI_f - повна абсолютна похибка вимірювання I_f

Камеру поділу 1 підключають до блока підсилювача імпульсів 5 (перемикач 4 в положенні «2») Найбільш перспективно використовувати зарядочутливий диференційний підсилювач В підсилювачах цього типу заряд q в імпульсі струму на вході перетворюється в імпульс напруги $U_{вих}$ на виході Коефіцієнт перетворення K_n зв'язаний з електричною ємністю оберненого зв'язку C_{oc} співвідношенням

$$K_n = q / U_{вих} \approx 1 / C_{oc}$$

Основні параметри зарядочутливого підсилювача

коефіцієнт перетворення

K_n вище за $1 \cdot 10^{12}$ В/Кл

частота пропускання імпульсів

вище за 10^7 Гц

рівень власних шумів

не більше $5 \cdot 10^{-15}$ Кл

відхилення від лінійності

амплітуди вихідних сигналів в діапазоні 0,1-0,25В

не більше 3%

Імпульс напруги переходить на вхід підсилювача потужності Коефіцієнт підсилення K_y вище за 10

Амплітудний дискримінатор Д забезпечує поріг дискримінації, що регулюється, в інтервалі амплітуд на виході блока підсилювача від амплітуд фонових імпульсів від α -випромінювання до амплітуди імпульсів важких продуктів поділу з найбільш

імовірною енергією з похибкою не більше 5% В описаному блоці підсилювача поріг дискримінації регулюється від 0,1В

При опроміненні нейтронами важких ядер відбувається реакція поділу, у якій з імовірністю близько 0,999 утворюються два осколки, які прийнято розрізняти на «легкі» і «важкі» Важкий осколок поділу набуває більш низьку кінетичну енергію у порівнянні з легким Спектри «легких» і «важких» продуктів поділу розділяються на дві групи, щільність енергетичного розподілу кожної із яких описується розподілом Гаусса Середня кінетична енергія важких продуктів поділу E_n нижче середньої кінетичної енергії легких продуктів поділу Значення E_n та ширина розподілу σ для різних нуклідів представлені в таблиці 1

В процесі поширювання продукти поділу стикаються з атомами матеріалу, що ділиться, і втрачають свою енергію На фіг 3 показані розрахункові енергетичні розподіли продуктів поділу, що випадають із шарів подільного матеріалу різної товщини d , вираженої в одиницях середньої довжини пробігу продуктів поділу R в матеріалі, що ділиться, і дорівнює 0,0625, 0,1, 0,2, 0,3 та 0,4 відносних одиниць Ці розподіли продуктів поділу за енергією E позначені позиціями 6, 7, 8, 9 та 10 відповідно Значення R в діоксиді урану (UO_2) і оксиді діоксиду урану (U_3O_8) відповідно дорівнює 7,44 та $7,94 \text{ мг/см}^2$ На цій же фігурі нанесено значення $(E_n - \sigma)$ важких продуктів поділу ^{235}U

Нукліди, що діляться, випускають α -частки Періоди напіврозпаду різних нуклідів та енергії супровідного α -випромінювання представлені в таблиці 2 Треба відзначити, що навіть у збагаченому по нукліду ^{235}U урану активність зв'язана з ізотопами ^{234}U і ^{233}U , що мають порівнюючи короткий період напіврозпаду Гранична енергія α -часток позначена на фіг 3 символом E_α Бачимо, що щільність імовірності випаду продуктів поділу із шарів подільного матеріалу товщиною не більше $0,4R$ в інтервалі від E_α до $(E_n - \sigma)$ має мінімальне значення

Продукти поділу і α -частки, що випадають із шару подільного матеріалу, в процесі гальмування в газонаповненому міжелектродному проміжку камери поділу утворюють вільні електрони та іони Енергія, необхідна для утворення однієї пари іонів в газах або газових сумішах характеризується середньою енергією утворення іонів w Значення w практично не залежить від типу іонізуючих часток Для чистих газів значення w представлені в таблиці 3 Носії заряду, що утворюються в міжелектродному проміжку камери під дією електричного поля, що утворене зовнішнім джерелом електричної напруги живлення, обумовлюють появу імпульсу електричного струму від кожної зарядженої частки Тривалість і амплітуда імпульсу струму визначаються часом збирання електронів, рухливість яких значно вища, а час збирання значно менший у порівнянні з іонами

Для наочності на фіг 4 зображені розподіли імпульсів по амплітуді в заповнений аргоні камері поділу типу КНК з покриттям U_3O_8 товщиною $0,1 \text{ мг/см}^2$, що отримані при опромінюванні нейтронами В цьому виробі покриття, що ділиться, нане-

сене на поверхню одного із електродів. Розподіли 11 та 12 одержані з допомогою багатоканального амплітудного аналізатора АА типу LP-4900 NOKIA Electronics (перемикач 13 на фіг 1, 2 в положенні «1») відповідно при позитивній і негативній різниці потенціалів між електродами відносно електрода, на поверхні якого нанесено шар матеріалу, що ділиться. Значення $K_n \cdot K_y$ блока підсилювача дорівнює $1,6 \cdot 10^{13}$ В/Кл.

Якщо припустити, що відбувається повне збирання носіїв заряду у міжелектроднім проміжку камери, то максимальна амплітуда імпульсів від фонового α -випромінювання $U_{d\alpha}$ зв'язана з максимальною енергією спектру α -випромінювання E_α співвідношенням

$$U_{d\alpha} = e \cdot K_n \cdot K_y \cdot E_\alpha / w,$$

де e - заряд електрона. Верхня границя U_{dH} інтервалу, усередині якого вимірюють швидкість лічби імпульсів і розподіл імпульсів в камері з середньою товщиною шару d не більше $0,4R$ матеріалу, що ділиться, приймає мінімальне значення U_{dm} , обмежена середньою енергією важких продуктів поділу. Зважаючи, що w не залежить від типу іонізуючих часток, отримаємо

$$U_{dH} = \frac{E_H - \sigma}{E_\alpha} U_{d\alpha}$$

За цих же умов випромінювання вимірюють кількість імпульсів N_d в фіксованому інтервалі часу Δt або швидкість лічби імпульсів n_d при різних значеннях рівня дискримінації U_d у інтервалі

$$U_{d\alpha} \leq U_d \leq U_{dH} = \frac{E_H - \sigma}{E_\alpha} U_{d\alpha},$$

усередині якого абсолютне значення нахилу залежності N_d або n_d від U_d приймає мінімальне значення U_{dm} , що є інтегральний розподіл імпульсів по амплітуді (перемикач 13 на фіг 1, 2 в положенні «2»). Результати вимірювання інтегральних спектрів $\eta(U_d)$ імпульсів камери поділу КНК з покриттям U_3O_8 товщиною $0,1 \text{ мг/см}^2$ в указаному вище інтервалі U_d , отримані за тих же умов збирання носіїв заряду, що й при вимірюванні розподілів 11 та 12, позначені на фіг 5 позиціями 14 та 15. Тут же криві 16 та 17 визначають відповідно вклад імпульсів від фонового α -випромінювання, що вимірюють при відсутності нейтронів. У цих вимірюваннях $K_n \cdot K_y = 1,6 \cdot 10^{13}$ В/Кл. Стрілками визначені значення U_{dm} відповідно для кожного розподілу.

Кожне вимірювання N_d або n_d при фіксованому значенні U_d в указаному вище інтервалі виконують $v \geq 2$ раз в інтервалі часу Δt , мінімальна тривалість яких залежить від щільності потоку нейтронів, характеристики сповільнювача і чутливості камери.

Середнє значення N_d при рівних значеннях Δt обчислюють за формулою

$$N_d = \sum_{i=1}^v N_i / v,$$

а середнє значення n_d - за формулою

$$n_d = \sum_{i=1}^v N_i / (v \cdot \Delta t_i),$$

де N_i - кількість імпульсів, виміряних в i -ому вимірюванні за час Δt_i , $i=1, \dots, v$ - порядковий номер

вимірювання. Інтервал часу між окремими вимірюваннями не регламентується.

Стандартне середньоквадратичне відхилення s результатів вимірювання від середнього значення N_d або n_d обчислюють за формулою

$$s = \sqrt{\sum_{i=1}^v (N_i - N_d)^2 / (v - 1)}$$

або

$$s = \sqrt{\sum_{i=1}^v (N_i / \Delta t_i - n_d)^2 / (v - 1)}$$

відповідно

Абсолютну похибку Δs результату визначення N_d або n_d оцінюють за формулою

$$\Delta s = t_{(v-1)} \cdot s / \sqrt{v}$$

Значення коефіцієнта $t_{(v-1)}$ в залежності від кількості вимірювань v при фіксованому рівні дискримінації представлені в таблиці 4 для довірчої імовірності P від 0,9 до 0,99 (надійності від 90 до 99%). Повну відносну похибку δ визначення значення N_d або n_d обчислюють відповідно за формулами $\delta = \Delta s / N_d$ або $\delta = \Delta s / n_d$.

Інтегральний розподіл імпульсів поділу $N_d(U_d)$ або $n_d(U_d)$ являє собою конічну неперервну функцію виду $f(U_d)$. Уявимо цю функцію як ряд Маклорена

$$f(U_d) = f(0) + f'(0) \cdot U_d + 1/2! \cdot f''(0) \cdot U_d^2 + r_3(U_d),$$

де $r_3 \ll f(0)$ - останній член у формі Лагранжа, $f(0) = n_0$ при вимірюванні n_d або $n_0 = f(0) / \Delta t$ при вимірюванні N_d , $f' = -\eta$ - апаратний розподіл імпульсів поділу за амплітудами 3 фіг 1 та 2 бачимо, що при U_d в інтервалі $(0, U_{d\alpha})$ вклад швидкості лічби значно менший у порівнянні з n_0 . Припустимо $\eta(0) = 0$, останнє співвідношення запишемо в вигляді

$$f(U_d) = n_0 - 1/2 \eta'(0) \cdot U_d^2 + r_3(U_d),$$

те ж у логарифмічному масштабі

$$\ln f(U_d) = \ln n_0 - \ln \{1 - [A \cdot U_d^2 - r_3(U_d/n_0)]\}$$

Коли уявити другий член різниці в вигляді степеневого ряду, відкинути доданки більш високого порядку в порівнянні з r_3 , і вирахувати, що $\text{abs}[A \cdot U_d]$ досягає мінімального значення біля U_{dm} і слабо залежить від U_d в підінтервалі $[U_{dm} - (U_{dm} - U_{d\alpha}), U_{dm} + (U_{dm} - U_{d\alpha})]$, одержують

$$\ln f(U_d) = \ln n_0 - A \cdot U_d^2$$

в підінтервалі $U_{d\alpha} \leq U_d \leq 2U_{dm} - U_{d\alpha}$ або

$$f(U_d) = n_0 \exp(-A \cdot U_d^2)$$

в підінтервалі $U_{d\alpha} \leq U_d \leq 2U_{dm} - U_{d\alpha}$, де $A = \eta' / 2n_0$.

Саме у цьому підінтервалі виконують принаймні одне вимірювання значення $N_d(U_d)$ та $n_d(U_d)$ і апроксимацію результатів вимірювань оберненою експоненціальною функцією f в залежності від квадрату аргументу.

Значення Q обчислюють за формулою

$$Q = I_n / n_0,$$

де $n_0 = f(U_d=0) / \Delta t$ при вимірюванні N_d або $n_0 = f(U_d=0)$ при вимірюванні n_d .

На фіг 6 показаний в логарифмічному масштабі нормований на відповідні значення n_0 розподіл $\eta(U_d)$, 18 та 19, позначені на фіг 5 позиції 14 та 15 відповідно, в залежності від квадрату аргументу. На цій же фігурі позиціями 20 та 21 показані результати вимірювань камери поділу з товщиною

покриття, що ділиться, 1мг/см^2 у складанні при різних значеннях $K_n \cdot K_y$. Граничні значення підінтервалу $[U_{d\alpha}, (2U_{dm} - U_{d\alpha})]$, $[U_{d\alpha}^2, (2U_{dm} - U_{d\alpha})^2]$ на фіг 5 та 6 відповідно позначені для розподілу 14 та 18. Бачимо, що в показаному вище підінтервалі значення U_d густини розподілу описується оберненою експоненціальною функцією в залежності від квадрату аргументу, а параметр p_0 не залежить ні від полярності напруги живлення камери, ні від коефіцієнтів перетворення, підсилення імпульсів електронної апаратури.

Відносну систематичну похибку визначення значення p_0 оцінюють за результатами вимірювань поблизу країв інтервалу

Дійс-

но

$$\ln f(U_d) = \ln n_0 - \frac{U_d^2}{U_{dm}(3U_{dm} - 2U_{d\alpha})} \ln[f(2U_{dm} - U_{d\alpha})/f(U_{d\alpha})] \approx \ln n_0 - \ln[f(2U_{dm} - U_{d\alpha})/f(U_{d\alpha})]$$

Звідси

$$n_0 \approx f(U_d) f(2U_{dm} - U_{d\alpha}) / f(U_{d\alpha})$$

Це співвідношення дозволяє оцінювати відносну похибку δ_0 визначення значення p_0 . За умови однакової точності вимірювань $N_d(U_d)$ або $n_d(U_d)$ в підінтервалі $U_{d\alpha} \leq U_d \leq 2U_{dm} - U_{d\alpha}$ значення $\delta_0 = \sqrt{3\delta}$

У цьому випадку похибку δ_0 визначення Q обчислюють за формулою

$$\delta_Q = \sqrt{\delta_n^2 + 3\delta^2}$$

Результати вимірювання Q в камерах поділу типу КНК, блоків детекторів і вузлів, що містять камеру поділу з плоскопаралельними електродами показані в табл 5. Відстань між поверхнями сусідніх різноимених електродів в цих конструкціях близько 1,6мм

Продукти поділу витрачають енергію, головним чином, в іонізаційних згінкненнях з атомами. Коли приймати, що додержуються умови Брега-Грея, то Q зв'язаний з середньою втратою енергії продуктами

ми поділу $(dE/pdx) \cdot \text{sec} \Theta$ співвідношенням

$$Q = e \frac{\rho \cdot D_{\text{эф}}}{w} \cdot (dE/pdx) \cdot \text{sec} \Theta,$$

де e - заряд електрона, $\rho = \frac{P \cdot \mu}{V_0 \cdot P_0}$ - густина га-

зу в камері, P - тиск газу в камері, μ - молекулярна маса газу в камері, V_0 - стандартний об'єм ідеального газу, P_0 - тиск газу, рівний одній технічній атмосфері, $D_{\text{эф}}$ - ефективна відстань між електродами

В конструкціях, в яких середня довжина пробігу продуктів поділу, виражена в одиницях густини матеріалу, значимо більша відстані D між електродами, значення $(dE/pdx) \cdot \text{sec} \Theta$ описується оберненою експоненціальною функцією в залежності від d/R . Отже, при товщині покриття матеріалу, що ділиться, не вище $0,4R$ в інтервалі тиску аргону $0,1 < P < 0,5 \text{МПа}$ і відстані між електродами $D_0 = 1,6 \text{мм}$, значення Q описуються співвідношенням

$$Q = a \cdot e \frac{P}{P_0} \exp(-b \cdot d/R)$$

Значення коефіцієнтів a і b , що визначені методом найменших квадратів за результатами вимірювань, що представлені в таблиці 5, відповідно рівні

$6,5 \cdot 10^3$ і $5,08$. Відносне відхилення значень Q , що виміряні за цим способом від обчислюваних за приведенням вище співвідношенням складає 10% при довірчій імовірності 0,95 (надійності 95%)

Узагальнену формулу представимо в вигляді

$$Q = a \cdot e \bar{f} \cdot \bar{\Gamma} \frac{\mu \cdot w_{Ar} \cdot D \cdot P}{\mu_{Ar} \cdot w \cdot D_0 \cdot P_0} \exp(-b \cdot d/R),$$

де \bar{f} - відношення середніх масових гальмівних здібностей продуктів поділу газом в камері та аргонном, $\bar{\Gamma}$ - відношення середніх масових довжин пробігів продуктів поділу в аргоні і в газі усередині камери, μ_{Ar} , w_{Ar} - молекулярна маса аргону та середня енергія утворення іонів іонізуючими частками в аргоні відповідно, D - відстань між електродами в камері. Користуючись аналітичними виразами

$(dE/pdx) \cdot \text{sec} \Theta$ і R для продуктів поділу цю формулу перетворюємо у вигляді

$$Q \approx a \cdot e \cdot \sum_{i=1}^Z \frac{Z_i}{A_i(Z_i^{2/3} + z_i^{2/3})^{3/2}} (0,0968 + 0,497 A_i / Z_i^{1/2}) \frac{\mu \cdot w_{Ar} \cdot D \cdot P}{\mu_{Ar} \cdot w \cdot D_0 \cdot P_0} \exp(-b \cdot d/R)$$

де $a_i = 20$, Z_i - ефективний атомний номер газу в камері, z_i - середній заряд ядра легких ($i=1$) та важких ($i=2$) продуктів поділу, A_i - масове число атомів газу у камері

Описаний вище спосіб дозволяє визначати одну із основних характеристик пристроїв, що містять камеру поділу, що призначені для роботи в складі апаратури систем керування та захисту реактора, з похибкою 3-9% в залежності від кількості вимірювань у показаному вище підінтервалі. Поряд з визначенням Q максимальну чутливість до нейтронів шару матеріалу, що ділиться, або максимальну чутливість K камери поділу до нейтронів обчислюють за формулою

$$K = k_n / Q,$$

де k_n - струмова чутливість до нейтронів. При цьому відносну похибку δ_K визначення значення K обчислюють за формулою

$$\delta_K = \sqrt{\delta_K^2 + \delta_n^2 + 3\delta^2},$$

де δ_K - похибка визначення значення k_n . Найбільш високу точність визначення k_n досягають, коли вимірювання виконують у зразкових джерелах нейтронів типу ОИ-Т або використовують зразки, що атестовані за щільністю потоку нейтронів. При цьому похибка визначення значення K складає 7-10% у залежності від точності відтворення одиниці потоку нейтронів джерелом випромінювання ОП-Т або точності визначення чутливості контрольного зразка

Таблиця 1

Характеристика енергетичних спектрів важких продуктів поділу різних нуклідів

Позначення нукліда	Середня енергія E_n , MeB	Ширина розподілу σ ,
^{233}U	$67,9 \pm 0,7$	7, MeB
^{235}U	$68,4 \pm 0,7$	7,5
^{239}Pu	$73,2 \pm 0,7$	8,2

Примітка див. Milton J., Fraser J. Time-of-flight fission studies on U^{233} , U^{235} and Pu^{239} , Canadian Journal of Physics, 1962, v 40, №11, p 1626-1663. То же у кн. Успехи физики деления ядер, М., Атомиздат, 1965, с 161-192

Таблиця 2

Періоди напіврозпаду нуклідів, що діляться, та характеристика α -випромінювання

Позначення нукліда	Період напіврозпаду, гд	Енергія α -частинок E_{α} , МеВ (імовірність виходу, %)
²³² Th	$1,4 \cdot 10^{10}$	4,01(77), 3,95(23)
²³³ U	$1,6 \cdot 10^5$	4,82(84), 4,78(13), 4,73(1,5)
²³⁴ U	$2,45 \cdot 10^5$	4,77(72), 4,72(28)
²³⁵ U	$7,04 \cdot 10^8$	4,58(8), 4,40(62), 4,37(18), 4,225(7)
²³⁶ U	$2,34 \cdot 10^7$	4,49(74), 4,44(26)
²³⁷ Np	$2,14 \cdot 10^6$	4,79(51), 4,77(25), 4,65(9)
²³⁸ U	$4,47 \cdot 10^9$	4,20(77), 4,15(23)
²³⁹ Pu	$2,41 \cdot 10^4$	5,15(73), 5,14(15), 5,10(11,5)

Таблиця 3

Середня енергія утворення іонів w у чистих газах під дією іонізуючих часток

Газ	Гелій	Азот	Аргон	Криптон	Ксенон
w, eB	31	34,6	26,2	24,3	21,9

Таблиця 4

t-розподіл [значення $t_{(n-1)}$ для $P(|t| < t_{\alpha})$]

	P, відн ед					P, відн ед			
	0,90	0,95	0,98	0,99		0,90	0,95	0,98	0,99
1	6,314	12,71	31,82	63,66	18	1,734	2,101	2,552	2,878
2	2,920	4,303	6,965	9,925	19	1,729	2,093	2,539	2,861
3	2,353	3,182	4,541	5,841	20	1,725	2,086	2,528	2,845
4	2,132	2,766	3,747	4,604	21	1,721	2,080	2,518	2,831
5	2,015	2,571	3,365	4,032	22	1,717	2,074	2,508	2,819
6	1,943	2,447	3,143	3,707	23	1,714	2,069	2,500	2,807
7	1,895	2,365	2,998	3,499	24	1,711	2,064	2,492	2,797
8	1,860	2,306	2,896	3,355	25	1,708	2,060	2,485	2,787
9	1,833	2,262	2,821	3,250	26	1,706	2,056	2,479	2,779
10	1,812	2,228	2,764	3,169	27	1,703	2,052	2,473	2,771
11	1,798	2,201	2,718	3,106	28	1,701	2,048	2,467	2,763
12	1,782	2,179	2,681	3,055	29	1,699	2,045	2,462	2,756
13	1,771	2,160	2,650	3,012	30	1,697	2,042	2,457	2,750
14	1,761	2,145	2,624	2,977	40	1,680	2,020	2,420	2,700
15	1,753	2,131	2,602	2,947	60	1,670	2,00	2,390	2,660
16	1,746	2,120	2,583	2,921	120	1,660	1,980	2,360	2,620
17	1,740	2,110	2,567	2,898	∞	1,645	1,960	2,326	2,576

Шиллинг Г. Статистическая физика в примерах. Пер с немецкого А.Ф. Дите и М.С. Когана под ред. Д.Н. Збруева и Э.Л. Нагаева, М., изд. «МИР», 1976. Бурдун Г.Д., Марков Б.Н. Основы метрологии. М., изд. Стандартов, 1975.

Таблиця 5

Значення середнього заряду, Q, у різних модифікацій камер поділу

Характеристика камери		
Товщина шару матеріалу, що ділиться, мг/см ²	Тиск аргону, МПа	Q, 10 ⁻¹³ , Кл
0,1	0,3	3,0
1,0	0,3	1,7
1,0	0,45	2,6
1,0	0,5	2,5

