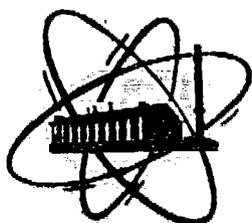


ФЭИ-409



ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

НЕСТЕРЕНКО В. С., ЧУБАРОВ С. И., ШАДИН Н. Н.

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПОРОГА РАЗДЕЛЕНИЯ
ЧАСТИЦ ПО ФОРМЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СИГНАЛА**

Обнинск—1973

ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Нестеренко В.С., Чубаров С.И., Щадин Н.Н.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПОРОГА РАЗДЕЛЕНИЯ
ЧАСТИЦ ПО ФОРМЕ СЦИНТИЛЯЦИОННОГО СИГНАЛА

УДК 539.1.074.3

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассматривается способ определения энергетического порога разделения частиц по форме сцинтилляционного сигнала на основе оценки параметра формы методом максимального правдоподобия. Получена расчетная формула для определения энергетического порога для двухкомпонентной модели сцинтилляционного сигнала.

I. Введение

Зависимость формы сигнала сцинтилляционного детектора от типа регистрируемого излучения широко используется для целей идентификации частиц. Возможности использования этой зависимости ограничены статистическими флуктуациями сцинтилляционного сигнала, приводящими к тому, что при малом числе фотоэлектронов различие форм не может быть определено с достаточной достоверностью. С этим фактом и связано наличие энергетического порога разделения частиц, ниже которого вероятность ложной регистрации превышает допустимую величину.

Рядом авторов предпринимались попытки определения этого порога / 1,2 /. Несоответствие экспериментальных данных порогу, полученному в / 1 /, привело к попытке применения биномиальной статистики, с помощью которой достигается лучшее соответствие теории и эксперимента.

В данной работе предпринята попытка определения энергетического порога разделения частиц по форме сцинтилляционных сигналов на основе оценки параметра формы методом максимального правдоподобия и применения результатов работы / 3 /, позволяющей утверждать, что этот метод оценки полностью реализует информацию об измеряемом параметре, содержащуюся в сцинтилляционном сиг-

II. Метод оценки

Сцинтилляционный сигнал является случайной функцией времени, которая определяется числом фотоэлектронов, вылетевших с фотокатода в единицу времени. Определим наблюдаемые случайные величины Z_1, Z_2, Z_3, \dots как числа фотоэлектронов, появившихся во временных интервалах Δ , на которые разбита временная ось. Для данной сцинтилляциии числа Z_1, Z_2, \dots, Z_n образуют случайный вектор

Z , которому может быть сопоставлена функция распределения вероятности $F(z, \Delta)$, которая зависит от некоторого неизвестного параметра Δ . Считая, что число фотоэлектронов в любом интервале Δ распределено по закону Пуассона, т.е.

$$P(z_i) = \frac{a_i^{z_i}}{z_i!} \cdot e^{-a_i} \quad (1)$$

где a_i - среднее число фотоэлектронов в i -м интервале, которое определяется средней формой сцинтилляционного сигнала, зависящей от параметра Δ , получим, что

$$F(z, \Delta) = \prod_i \frac{a_i^{z_i}}{z_i!} e^{-a_i} \quad (2)$$

Средняя форма сцинтилляционного сигнала представляет собой сумму экспонент, соотношение амплитуд и постоянные времени которых зависят от типа регистрируемого излучения, а также типа используемого сцинтиллятора. Для упрощения анализа ограничимся моделью сцинтилляционного сигнала, содержащей две экспоненты, доля заряда под которыми зависит от типа излучения (органические сцинтилляторы). Если от сцинтилляции образуется среднее число фотоэлектронов N_{cp} , то среднее число фотоэлектронов в единицу времени $f(t, \Delta)$ для любого момента t может быть в этом случае представлено следующим выражением:

$$f(t, \Delta) = N_{cp} [d a e^{-at} + (1-d) b e^{-bt}] \quad (3)$$

где d - доля фотоэлектронов, принадлежащих компоненте с постоянной времени $1/a$;

$1-\alpha$ - доля фотоэлектронов компоненты с постоянной $1/\epsilon$.

Для простоты будем полагать, что $1/a < 1/\epsilon$, т.е. α - доля фотоэлектронов быстрой компоненты.

Зная (3) можно найти a_i как

$$a_i = \int_{t_0}^{(i+\Delta)t} f(t, \alpha) dt \quad (4)$$

Оценка параметра α по данной сцинтилляции методом максимального правдоподобия осуществляется через решение уравнения

$$\frac{dL}{d\alpha} = 0 \quad (5)$$

где $L = \ln F(z, \alpha)$

Оценки, полученные путем решения этого уравнения для различных сцинтилляций являются состоятельными, несмещенными и нормально распределенными величинами. Согласно / 3 / корреляционная матрица этих оценок Ψ^{ML} и информационная матрица Φ , определяемая как матрица с элементами

$$\Phi = \sum_z F(z, \alpha) \frac{d^2 L}{d\alpha^2} \quad (6)$$

где знак \sum_z означает суммирование по всем возможным значениям вектора Z , таковы, что с увеличением времени измерений

$$\Psi^{ML} \xrightarrow{T \rightarrow \infty} \Phi^{-1}$$

Дисперсия оценки параметра α связана с корреляционной матрицей соотношением

$$\sigma^2(\alpha) = \Psi^{ML}$$

Тогда можно утверждать, что:

$$\sigma^2(\alpha) \geq \Phi^{-1}$$

и что

$$\sigma^2(\alpha) = \Phi^{-1}$$

является наименьшей с информационной точки зрения дисперсией па-

параметра α .

Определим Φ по выражению (6) с учетом (2) и (5). Выполняя суммирование (6) и учитывая, что

$$\sum_i a_i = N_{cp}$$

получим

$$\Phi = \sum_i \frac{1}{a_i} \left[\frac{da_i}{d\alpha} \right]^2$$

устранив ширину интервалов Δ к бесконечно малой, получим:

$$\Phi = \int_0^{\infty} \frac{1}{f(t, \alpha)} \left[\frac{df(t, \alpha)}{d\alpha} \right]^2 dt \quad (7)$$

Для заданной функции $f(t, \alpha)$ (3), получим

$$\Phi = \frac{N_{cp}}{\alpha(1-\alpha)} \int_0^1 \frac{1-\lambda x^{\lambda-1}}{1+\gamma \lambda x^{\lambda-1}} dx \quad (8)$$

где $\lambda = \frac{G}{S}$; $\gamma = \frac{\alpha}{1-\alpha}$

по формуле (8) при известных λ и γ , которые являются параметрами сцинтиллятора может быть рассчитана дисперсия

Две различные по типу частицы с энергией, дающей равные средние значения числа фотоэлектронов N_{cp} будут иметь различные дисперсии $\sigma^2(\alpha)$ определения параметра формы α . Если энергетический порог определить через такое N_{cp} , при котором разница средних значений параметра формы α для обеих частиц равна сумме их среднеквадратических отклонений, то эта величина определяется из следующего выражения:

$$|\alpha_1 - \alpha_2| = \sqrt{\sigma^2(\alpha_1)} + \sqrt{\sigma^2(\alpha_2)} \quad (9)$$

Значения интеграла в выражении (8), рассчитанные на ЭВМ для параметров γ и λ , приведены в таблице I.

Таблица I

λ δ	1	2	5	8	14
1	0	0,0985	0,3622	0,4975	0,6369
3	0	0,0989	0,3903	0,5335	0,6739
5	0	0,0876	0,3802	0,5277	0,6724
7	0	0,0781	0,3682	0,5188	0,6671
9	0	0,0707	0,3581	0,5101	0,6615

В качестве иллюстрации метода рассчитаем энергетический порог разделения частиц для часто применяемой двухкомпонентной модели высвечивания в стильбене:

τ	4	25	47	всек
электроны	0,8	0,2	-	
протоны	0,5	-	0,5	

В соответствии с (9) и таблицей I имеем:

$$N_{\phi} = \left[\frac{\sqrt{\frac{0,8 \cdot 0,2}{0,13}} + \sqrt{\frac{0,5 \cdot 0,5}{0,6}}}{0,8 - 0,5} \right]^2 = 17 \text{ фотоэлектронов (10)}$$

Окончательная величина порога разделения в единицах энергии будет определяться конкретными свойствами сцинтиллятора и фотоумножителя. Точность полученного результата ограничивается степенью соответствия принятой для расчета моделью сцинтилляции и истинным процессом сцинтилляции. В этом отношении представляет интерес развить метод для анализа трехкомпонентной, более точной, модели сцинтилляции.

Литература .

1. E.Gatti, and F. de Martini. Nuclear Electronics, 1962, 2, 265, IAEA Vienna.
2. V.A.Doolin, V.M.Litjaev. Nucl. Instrum. and Methods, 1970, 82, 175.
3. I.K.Vanrio. Nucl. Instrum. and Methods, 1972, 99, 373.

Цепринт ФЭИ-409 Т-10255 от II/VII-73 г. Заказ № 339 Тираж 100 экз.
Объем 0,3 уч.-изд.л. Цена 3 коп.

Отпечатано на ротапринте ФЭИ, август 1973 г.

