

1. СПЕКТРЫ ЯДЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. СПЕКТРОМЕТРЫ

Частицы ядерного излучения одного типа могут различаться по своей энергии. Источники ядерного излучения, как правило, испускают немонотонноэнергетические частицы. Кроме того, энергия частиц изменяется в процессе взаимодействия частиц с веществом. Поэтому в большинстве практических случаев наблюдается ядерное излучение, частицы которого характеризуются или рядом дискретных энергий, или непрерывным изменением энергии в определенной области.

Распределение частиц ядерного излучения по энергии называют энергетическим спектром ядерного излучения, или, кратко, спектром излучения. В зависимости от значений энергии, которые принимают частицы, спектры излучения подразделяют на дискретные и сплошные.

Дискретный спектр излучения характеризуется рядом отдельных значений энергий E_1, E_2, E_3, \dots . Примером дискретного спектра излучения является спектр γ -квантов, испускаемых возбужденными ядрами. Распределение частиц по энергии описывается функцией $N(E)$. В ядерном излучении с дискретным спектром с энергией E_1 движется $N(E_1)$ частиц, с энергией E_2 - $N(E_2)$ частиц и т. д. Суммарное число всех частиц равно полному числу частиц N_0 , т. е.

$$\sum_{i=1}^{\infty} N(E_i) = N_0. \quad (1)$$

Разделим правую и левую части равенства (1) на полное число частиц N_0 . Тогда

$$\sum_{i=1}^{\infty} f(E_i) = 1 \quad (2)$$

Функция $f(E_i) = \frac{N(E_i)}{N_0}$ показывает, какая доля частиц движется с энергией E_i . Кроме того, функция $f(E_i)$

имеет и другой физический смысл. Она показывает вероятность того, что частица движется с энергией E_i .

Уравнения (1) и (2) являются формами записи дискретного спектра излучения, различающимися нормировкой. В первой записи спектр излучения нормирован на полное число частиц N_0 , во второй форме записи - на единицу. На практике чаще пользуются спектром излучения в форме (2). Он не зависит от полного числа частиц N_0 , которое может изменяться. Сплошной спектр излучения характеризует распределение частиц, энергия которых принимает любое значение в какой-либо области энергий. Так, спектр электронов и позитронов β -распада сплошной. Энергия электронов или позитронов β -спектра изменяется непрерывно от нуля до максимальной $E_{\text{Макс}}$.

Хотя в сплошном спектре излучения присутствуют частицы любой энергии, тем не менее нельзя указать точно число частиц с энергией E . Оно неопределенно, так как испускание частиц источником с энергией E , столкновения частиц с ядрами и электронами вещества имеют вероятностный характер. Однако из полного числа частиц можно указать число частиц dN , энергия которых заключена в узком интервале энергий dE от E до $E + dE$. Число dN пропорционально интервалу dE и полному числу частиц N_0 :

$dN(E) = f(E)N_0 dE$. Функция $f(E) = \frac{1}{N_0} \cdot \frac{dN(E)}{dE}$ равна доле всех частиц, движущихся с энергией, заключенной в

единичном интервале от E до $E + 1$. Иначе говоря, функция $f(E)$ - вероятность появления частицы в единичном интервале энергий вблизи энергии E .

Сплошные спектры излучения, как и дискретные, отличаются нормировкой. Сплошной спектр излучения, нормированный на единицу, описывается функцией $f(E)$. Согласно определению функции $f(E)$

$$\int_0^{\infty} f(E) dE = 1. \quad (3)$$

Это выражение отражает то, что вероятность появления частицы с любой энергией равна единице.

Если хотят знать число частиц в единичном интервале энергии вблизи энергии E , то пользуются функцией

$$\Psi(E) = \frac{dN(E)}{dE} = f(E)N_0. \quad (4)$$

В этом случае спектр нормируется на полное число частиц N_0 :

$$\int_0^{\infty} \Psi(E) dE = N_0. \quad (5)$$

Приборы, измеряющие спектры излучения, называют спектрометрами. Они сортируют частицы по энергиям. С помощью спектрометра находят как число частиц, так и энергию каждой частицы. По данным эксперимента строят графики функции $\psi(E)$ или $f(E)$, которые и являются спектрами излучений, нормированных на полное число частиц или на единицу.

Спектрометр представляет собой детектор, включенный в регистрирующую аппаратуру, которая измеряет энергию и число частиц. Существуют спектрометры на основе импульсных ионизационных камер, пропорциональных, полупроводниковых и сцинтилляционных счетчиков. Такие спектрометры обычно называют по детектору: сцинтилляционный спектрометр, полупроводниковый спектрометр и т. д. Другой класс спектрометров отличается методом измерения энергии частиц. Ядерное излучение регистрируется в них детекторами разных типов. Эти спектрометры называют по методу измерения энергии частиц: магнитные спектрометры, спектрометры по времени пролета и т. д.

Так как прямое измерение функции распределения $f(E)$ в большинстве случаев затруднительно, то в эксперименте находят другую функцию распределения $\varphi(A)$. Параметр A должен быть однозначно связан с энергией E функцией $A = \chi(E)$. По известной функции $\varphi(A)$ и связи параметра A с энергией E находят искомое распределение $f(E)$. В сцинтилляционных, полупроводниковых и ряде других спектрометров параметром A служит амплитуда импульса U_0 на сопротивлении нагрузки R . Характеристики детектора выбирают с таким расчетом, чтобы амплитуда импульса U_0 была пропорциональна энергии частицы, поглощенной в детекторе, т. е. $U_0 = aE$. Так, пропорциональность величин U_0 и E в сцинтилляционном спектрометре достигается выбором фосфора. Для спектрометров пригодны такие фосфоры, в которых интенсивность вспышки света линейно зависит от поглощенной энергии E .

Спектрометр, в котором выполняется линейная связь между величинами A и E , называют линейным. Математический вид функций $f(E)$ и $\varphi(A)$ в линейных спектрометрах одинаков, так как одной частице с энергией E соответствует пропорциональный параметр $A = kE$. В магнитных спектрометрах за параметр A принимают импульс частицы $p = mv$, а в спектрометрах по времени пролета - время пролета t частицей определенного расстояния L (пролетной базы).

Кроме функций $f(E)$ и $\varphi(A)$, которые принято называть дифференциальными распределениями, используют функции $F(E)$ и $\Phi(A)$. Они находятся из уравнений:

$$\left. \begin{aligned} F(E) &= \int_E^{\infty} f(E') dE'; \\ \Phi(A) &= \int_A^{\infty} \varphi(A') dA'. \end{aligned} \right\} \quad (6);$$

Функция $F(E)$ равна доле частиц, попадающих в спектрометр с энергиями $E' \geq E$. Аналогично функция $\Phi(A)$ показывает долю частиц с параметрами, значения которых превышают параметр A , или равны ему. Функции $F(E)$ и $\Phi(A)$, в отличие от дифференциальных, называют интегральными распределениями. Чтобы найти, связь дифференциальных и интегральных распределений, продифференцируем первое и второе уравнения (3) соответственно по E и A :

$$\left. \begin{aligned} f(E) &= -\frac{dF(E)}{dE}; \\ \varphi(A) &= -\frac{d\Phi(A)}{dA}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Уравнения (7) позволяют по известным интегральным распределениям находить дифференциальные распределения (методом графического дифференцирования).

В соответствии с двумя типами спектров (интегральный и дифференциальный) различают интегральные и дифференциальные спектрометры. Конструкция, дифференциальных спектрометров сложнее интегральных, но они дают сразу распределение $\varphi(A)$. Кроме того, в дифференциальных спектрометрах возможно одновременное измерение распределения $\varphi(A)$ во всей области энергии (многоканальные спектрометры).

Экспериментальное распределение $\varphi_s(A)$ только приближенно отображает действительное распределение $\varphi(A)$. Различие функций $\varphi_s(A)$ и $\varphi(A)$ обусловливается несовершенством регистрирующей аппаратуры и конечностью времени измерения. Параметр A , характеризующий энергию частиц, в эксперименте находится не точно, а в некотором интервале от A до $A + \Delta A$. Если параметр A изменяется в пределах от A_1 до A_2 , то при постоянном интервале ΔA число экспериментальных точек не больше $n = \frac{A_2 - A_1}{\Delta A}$. Так как число n всегда конечно, то действительное распределение $\varphi(A)$ приблизительно

аппроксимируется экспериментальным распределением $\varphi_s(A)$. Оно имеет ступенчатый вид с шириной ступенек ΔA и называется гистограммой спектра излучения (**Рис. 1**). Чем меньше ΔA , тем больше точек n и тем точнее гистограмма спектра отражает распределение $\varphi(A)$.

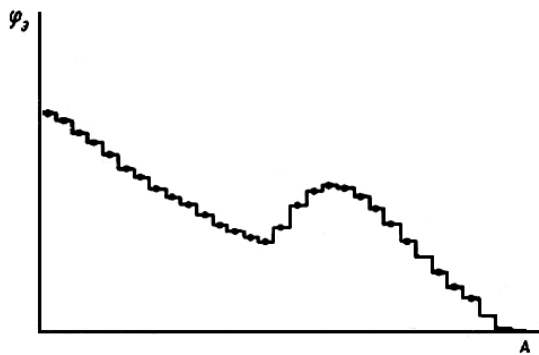


Рис. 1. Гистограмма спектра излучения.

При измерении дифференциального спектра излучения весь интервал значений A разбивают на n участков, называемых каналами. Число частиц, имеющих параметр A внутри канала, пропорционально числу отсчетов детектора B_k , накопленных в k -канале за время измерения. Оно пропорционально произведению вероятности появления частицы с параметром A_k на ширину канала ΔA , т. е. $B_k = \varphi_3(A) \Delta A$. Из полного набора значений B для всех

каналов находят распределение $\varphi_3(A)$:

$$\varphi_3(A_k) = \frac{B_k}{\sum_{k=1}^n B_k} \quad (8)$$