

ИЗМЕРЕНИЕ СРЕДНЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ВЕЩЕСТВА В ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Предлагается полуэмпирический метод определения средних значений атомного заряда и электронной плотности неизвестного вещества по ослаблению потока γ -квантов в этом веществе. Измеряются полные макроскопические сечения взаимодействия, что в сочетании с априорными данными по парциальным сечениям для эталонного вещества поглотителя позволяет рассчитать исследуемые характеристики. При этом используются теоретические связи между парциальными сечениями и атомными зарядами.

В эксперименте, описанном в статье, используются учебный сцинтилляционный γ -спектрометр с разрешением около 0,08 и два точечных γ -источника ^{22}Na и ^{137}Cs с активностями порядка 10^4 расп/с. Обработка спектров расходящихся пучков γ -квантов по пикам полного поглощения дает возможность применять экспоненциальный закон ослабления для параллельных пучков. В качестве неизвестного вещества поглотителя был выбран однородный сплав олова с медью, в качестве эталонного вещества – медь. Оцениваются статистические ошибки измерений.

Предложенный метод может быть использован в прикладной ядерной физике и в учебном ядерном практикуме.

Ключевые слова: гамма-спектрометрия; ослабление γ -излучения; измерение сечений взаимодействия.

Asemiempirical method to define the average electron density of an unknown substance by attenuating of the γ -beam in this substance is offered. The full interaction macroscopic sections were measured. In combination with *a priori* data on partial sections for the reference substance of an absorber they enable one to calculate the characteristic under study, using theoretical correlations between the partial sections and atomic charges.

In the experiment described in this work the educational scintillation γ -spectrometer with the resolution about 0,08 and two point γ -sources ^{22}Na and ^{137}Cs with the activities of the order of 10^4 decay/s was used. Processing of the spectra of divergent γ -quanta beams in the aria of full absorption peaks gives the opportunity to apply the exponential law for parallel beams attenuation. A homogeneous alloy of tin and copper was used as unknown substance of the absorber and as a copper reference substance. Statistical errors of measurements were estimated.

The proposed method can be used in applied nuclear physics and during laboratory works in nuclear physics.

Key words: gamma-spectrometry; γ -radiation absorption; measurement of cross-section.

Использование гамма-спектрометров с хорошим энергетическим разрешением и специальных математических программ для обработки спектров позволяет ставить и решать разнообразные задачи прикладной ядерной физики. В данной статье рассмотрен предложенный автором полуэмпирический метод определения атомного заряда и электронной плотности неизвестного вещества из анализа полных сечений взаимодействия γ -квантов с этим веществом.

Одной из важнейших характеристик процессов прохождения γ -квантов через вещество является эффективное сечение взаимодействия. Оно определяет интенсивность процесса и содержит информацию о физических характеристиках вещества и γ -излучения. Это одна из немногих микроскопических величин, которая при выполнении определенных условий относительно просто измеряется экспериментально.

Необходимо напомнить о существенных для данной работы моментах, связанных с прохождением γ -квантов через вещество, хотя это было уже сделано в [1].

Известно, что узкий пучок монохроматических γ -квантов ослабляется в однородном веществе по закону [2]:

$$N(x) = N(0) \cdot e^{-n\sigma x}, \quad (1)$$

где $N(0)$ и $N(x)$ – начальный поток γ -квантов и поток, прошедший слой поглотителя x ; n – концентрация атомов вещества поглотителя; σ – полное сечение взаимодействия, отнесенное к одному атому вещества поглотителя.

Закон ослабления (1) играет важную роль в прикладной ядерной физике, в частности, в том ее разделе, где используется проникающая способность γ -излучения.

Представляется интересным исследовать некоторые важные физические характеристики вещества, которые непосредственно не входят в (1), но определяют сечение взаимодействия. Имеются в виду атомный заряд и электронная плотность вещества поглотителя. Все дальнейшее изложение посвящено исследованию этого вопроса.

Напомним, что полное сечение взаимодействия σ в пренебрежении когерентным рассеянием и ядерным фотоэффектом представляет собой сумму следующих парциальных сечений [3]:

$$\sigma = \sigma_{\phi} + \sigma_{\kappa} + \sigma_{\pi}, \quad (2)$$

где σ_{ϕ} – сечение фотоэлектрического поглощения γ -квантов; σ_{κ} – сечение комптоновского (некогерентного) рассеяния γ -квантов; σ_{π} – сечение образования электронно-позитронных пар в кулоновском поле ядра.

Процесс взаимодействия γ -квантов с веществом определяется чисто электромагнитными силами, поэтому все парциальные сечения рассчитываются в квантовой электродинамике с высокой точностью для любых энергий γ -квантов и любых атомных зарядов Z вещества. Однако формулы для расчета σ_{ϕ} , σ_{κ} и σ_{π} сложно зависят от энергии, очень громоздки и потому здесь не приводятся. В настоящее время имеются специальные математические программы для вычисления этих сечений.

В дальнейшем будет рассматриваться область энергий γ -квантов < 1 МэВ, что существенно упрощает анализ экспериментальных данных, так как исключает процесс образования электронно-позитронных пар, имеющий энергетический порог $E_{\text{порог}} = 1,022$ МэВ.

Для случая $E\gamma < E_{\text{порог}}$ (2) упрощается до двух слагаемых:

$$\sigma = \sigma_{\phi} + \sigma_{\kappa}. \quad (3)$$

Поскольку вещество поглотителя неизвестно, из закона ослабления (1) можно получить формулу для экспериментального измерения величины $n\sigma$, которая называется макроскопическим сечением и имеет традиционное обозначение Σ :

$$\Sigma = 1/x \cdot \ln(N(0)/N(x)). \quad (4)$$

Можно напомнить, что макроскопическое сечение ослабления характеризует вероятность взаимодействия на единице длины пробега, имеет размерность L^{-1} и второе название – линейный коэффициент ослабления.

Если эксперимент провести с двумя источниками γ -квантов с разными энергиями E_1 и E_2 , то в соответствии с (4) можно записать два независимых уравнения:

$$\Sigma(E_1) = 1/x \cdot \ln(N(0, E_1)/N(x, E_1)); \quad (5)$$

$$\Sigma(E_2) = 1/x \cdot \ln(N(0, E_2)/N(x, E_2)). \quad (6)$$

Теперь, используя (3), (5) и (6), легко получить уравнения, связывающие неизвестные парциальные сечения и концентрацию атомов n вещества поглотителя с экспериментально измеренными макроскопическими сечениями Σ :

$$\Sigma(E_1) / n = \sigma_{\phi}(E_1) + \sigma_k(E_1); \quad (7)$$

$$\Sigma(E_2) / n = \sigma_{\phi}(E_2) + \sigma_k(E_2). \quad (8)$$

Далее необходимо воспользоваться априорной информацией о величине парциальных сечений при энергиях E_1 и E_2 для какого-нибудь подходящего вещества, выбранного в качестве эталона ($Z_{\text{эт}}$), с которым можно сравнивать парциальные сечения для вещества поглотителя с неизвестным атомным номером Z . Упомянувшиеся ранее теоретические связи между парциальными сечениями и атомными зарядами дают еще четыре уравнения [3]:

$$\sigma_{\phi}(Z_{\text{эт}}, E_1) / \sigma_{\phi}(Z, E_1) = Z_{\text{эт}}^5 / Z^5; \quad (9)$$

$$\sigma_k(Z_{\text{эт}}, E_1) / \sigma_k(Z, E_1) = Z_{\text{эт}} / Z; \quad (10)$$

$$\sigma_{\phi}(Z_{\text{эт}}, E_2) / \sigma_{\phi}(Z, E_2) = Z_{\text{эт}}^5 / Z^5; \quad (11)$$

$$\sigma_k(Z_{\text{эт}}, E_2) / \sigma_k(Z, E_2) = Z_{\text{эт}} / Z. \quad (12)$$

Таким образом, получается шесть уравнений для шести неизвестных (прибавилось Z). Из (5) – (12) легко получается формула для вычисления заряда Z неизвестного вещества:

$$Z = \sqrt[4]{\frac{c_4 \varepsilon - c_2}{c_1 - c_3 \varepsilon}}. \quad (13)$$

Для простоты записи в (13) введены следующие обозначения: $\varepsilon = \Sigma(E_1) / \Sigma(E_2)$; $c_1 = \sigma_{\phi}(Z_{\text{эт}}, E_1) / Z_{\text{эт}}^5$; $c_2 = \sigma_k(Z_{\text{эт}}, E_1) / Z_{\text{эт}}$; $c_3 = \sigma_{\phi}(Z_{\text{эт}}, E_2) / Z_{\text{эт}}^5$; $c_4 = \sigma_k(Z_{\text{эт}}, E_2) / Z_{\text{эт}}$. После определения Z можно рассчитать все парциальные сечения по (9) – (12) и далее, используя (7) или (8), определить концентрацию атомов n и электронную плотность исследуемого вещества поглотителя n_e :

$$n_e = Z \cdot n. \quad (14)$$

Следует обратить особое внимание на энергетическую область применимости соотношений (9) и (11). Детальное изучение зависимости сечений фотоэффекта от энергии показывает, что (9) и (11) строго выполняются только для $E\gamma \gg I_k$, где I_k – потенциал ионизации k -оболочки атома вещества поглотителя [4].

Рассмотрим конкретный пример вычисления Z по (13). В качестве исследуемого вещества выбираем, например, медь (Cu), в качестве эталона – железо (Fe). В табл. 1 приведены необходимые для расчета априорные данные по соответствующим полным и парциальным сечениям, взятые из [5]. Отметим, что $I_k(\text{Cu}) = 9,0$ кэВ, так что, как следует из табл. 1, условие $E\gamma \gg I_k$ в данном случае хорошо выполняется. Результаты вычисления дают следующее значение искомого атомного заряда: $Z = 28,7$. Напомним, что $Z_{\text{Cu}} = 29$. Небольшое расхождение между Z и Z_{Cu} объясняется округлением при вычислении третьей значащей цифры. Можно считать, что полученный результат свидетельствует о принципиальной возможности измерения атомных зарядов веществ по ослаблению в них потока γ -квантов.

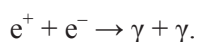
Таблица 1

Известные априори полные сечения для меди и парциальные для эталона (в барнах)

| E_{γ} , МэВ | $\sigma(\text{Cu})$, б | $\sigma_k(\text{Fe})$, б, эталон | $\sigma_{\phi}(\text{Fe})$, б, эталон |
|--------------------|-------------------------|-----------------------------------|--|
| 0,500 | 7,88 | 6,92 | 0,102 |
| 0,700 | 6,87 | 6,09 | 0,052 |

Целью дальнейшего изложения является проверка возможности использования предложенного выше экспериментального метода для измерения электронной плотности вещества в учебном практикуме по ядерной физике.

Для эксперимента были выбраны радиоактивные изотопы ^{22}Na и ^{137}Cs . Первый из них испытывает позитронный распад, поэтому кроме основной линии с $E\gamma = 1,275$ МэВ в составе его излучения присутствует линия с $E\gamma = 0,511$ МэВ. Эти γ -кванты появляются в результате аннигиляции e^+e^- пары:



Именно эту линию удобно выбрать в качестве одной из двух необходимых: $E_1 = 0,511$ МэВ. Изотоп ^{137}Cs дает вторую γ -линию с энергией $E_2 = 0,662$ МэВ. Отметим, что оба источника γ -квантов являются точечными и дают расходящиеся пучки.

В качестве исследуемого вещества поглотителя был взят однородный сплав олова с медью. Поэтому в эксперименте измеряются средние значения электрического заряда сплава и средняя электронная плотность. Использовался цилиндрический поглотитель высотой 1 см с поперечным сечением, равным поверхности сцинтиллятора.

Экспериментальные кривые, описывающие распределение отсчетов (зарегистрированных γ -квантов) по каналам спектрометра: без поглотителя – верхняя кривая Na_k , с поглотителем – нижняя кривая Na_{xk} , приведены на рис. 1. Фотопики с энергией 1,275 МэВ здесь не обсуждаются.

Аналогичные спектральные кривые для γ -линии изотопа ^{137}Cs (энергия E_2) приведены на рис. 2.

Активность источников порядка 10^4 расп/с обеспечивала статистическую ошибку в определении макроскопических сечений Σ по (4) около 3 %, если каждое измерение проводить в течение 10 мин. Напомним, что $N(0)$ и $N(x)$ являются случайными величинами с пуассоновской статистикой, т. е. их дисперсии равны средним значениям. Эти сведения будут использоваться и далее при оценке статистических ошибок измерений.

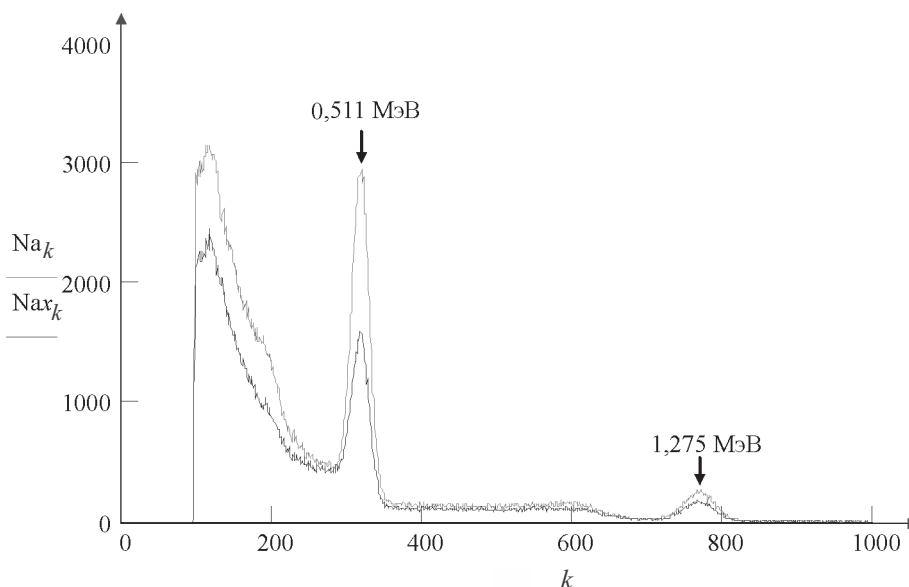


Рис. 1. Экспериментальные γ -спектры ^{22}Na . Верхняя кривая – спектр без поглотителя, нижняя кривая – с поглотителем; k – номер канала спектрометра

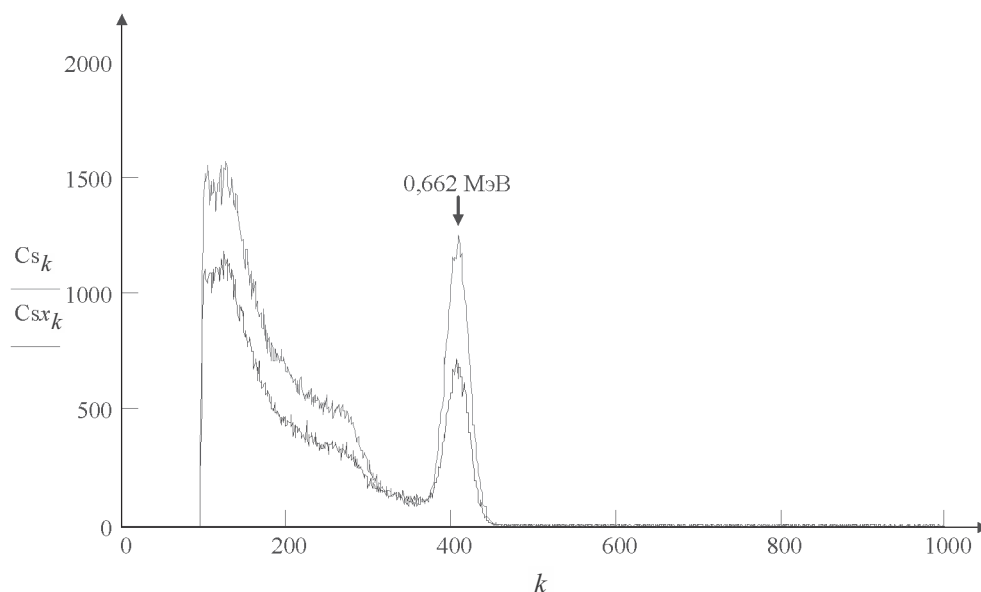


Рис. 2. Экспериментальные γ -спектры ^{137}Cs . Верхняя кривая – спектр без поглотителя, нижняя кривая – с поглотителем; k – номер канала спектрометра

Спектры обрабатывались в программе *MathCad*. После вычитания фона проводилась аппроксимация четырех экспериментальных фотопиков нормальными распределениями, что давало значения площадей этих пиков, т. е. $N(0)$ и $N(x)$, для каждой из энергий E_1 и E_2 .

В качестве эталона, с которым сравнивались парциальные сечения исследуемого сплава, была взята чистая медь. В табл. 2 приводятся экспериментальные полные сечения и взятые из [5] теоретически рассчитанные парциальные сечения для эталона. С их помощью можно найти константы c_p , необходимые для расчета Z по (13). Условие $E\gamma \gg I_k$ в данном случае достаточно хорошо выполняется: $I_k(Sn) = 35$ кэВ.

Таблица 2

Экспериментальные сечения $\Sigma(Z)$ для исследуемого сплава и априорные парциальные сечения для меди

| E_p , МэВ | $\Sigma(Z)$, см ⁻¹ , сплав | $\sigma_k(\text{Cu})$, б, эталон | $\sigma_\phi(\text{Cu})$, б, эталон |
|-------------|--|-----------------------------------|--------------------------------------|
| 0,511 | 0,627 | 8,26 | 0,256 |
| 0,662 | 0,534 | 7,10 | 0,134 |

В результате в обсуждаемом эксперименте для исследуемого сплава олова были получены следующие значения средних заряда, атомной концентрации и электронной плотности: $\bar{Z} = 42,0$, $\bar{n} = 5,0 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $\bar{n}_e = 2,0 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$. Статистические ошибки в определении Z , n и n_e находились путем варьирования величин N в пределах $N \pm 2\sqrt{N}$, что в данном эксперименте привело к следующим результатам: $\delta_z \approx 0,12$, $\delta_n \approx 0,17$, $\delta_{n_e} \approx 0,21$. Эти ошибки можно существенно уменьшить, если использовать источники с большей активностью или увеличить время измерения.

Можно также отметить, что измерение среднего атомного заряда двухкомпонентного вещества поглотителя дает возможность рассчитать процентное содержание каждого компонента. В данном случае получается, что используемый в эксперименте сплав содержит около 60 % олова и 40 % меди.

Результаты работы свидетельствуют о возможности применять данный метод в прикладной ядерной физике и в учебном ядерном практикуме.

Автор выражает благодарность коллегам за обсуждение статьи и помощь в работе.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Зайцева А. М. Разделение полных сечений взаимодействия гамма-квантов с веществом на парциальные // Вестн. БГУ. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика. 2013. № 3. С. 60–63.
2. Широков Ю. М., Юдин Н. П. Ядерная физика. М., 1980. С. 447, 452.
3. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика : в 3 т. СПб. ; М., 2009. Т. 1.
4. Блохинцев Д. И. Основы квантовой механики. М., 1961. С. 317–323.
5. Hubbell J. H. Photon Mass Attenuation and Energy Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV // Int. J. Appl. Radiat. Isotopes. 1982. Vol. 33. P. 1269–1290.

Поступила в редакцию 13.03.2014.

Анна Максимовна Зайцева – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры ядерной физики.