

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.17

ЭНЕРГОУГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ
МЕЧЕНЫХ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ УГЛЕРОДА, АЗОТА И КИСЛОРОДА

© 2023 г. В. Ф. Батяев^{а,б}, С. Г. Беличенко^а, М. Д. Каретников^{а,б,*},
А. Д. Мазницин^а, А. Ю. Пресняков^а

^аВсероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова
Россия, 127055, Москва, ул. Суцневская, 22

^бНациональный исследовательский ядерный Университет “МИФИ”
Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

*e-mail: MDKaretnikov@vniia.ru

Поступила в редакцию 25.10.2022 г.

После доработки 20.12.2022 г.

Принята к публикации 16.01.2023 г.

Результаты нейтронного анализа состава вещества методом меченых нейтронов весьма чувствительны к погрешности измерения параметров пиков в γ -спектре. Это приводит к необходимости учета эффекта Доплера, приводящего к сдвигу и уширению пиков γ -спектра, а также анизотропии выхода γ -квантов в зависимости от угла между направлениями движения меченых нейтронов и регистрируемых γ -квантов. В работе приводятся результаты экспериментальных угловых зависимостей сдвига и интенсивности (относительной площади) пиков спектра γ -квантов из ядер углерода, азота, кислорода, измеренных на установке с мечеными нейтронами. Влияние эффекта Доплера и анизотропии углового распределения в устройствах с мечеными нейтронами проявляется при анализе протяженных объектов, при многоуровневом расположении γ -детекторов, когда γ -кванты попадают на детекторы под различными углами относительно потока меченых нейтронов.

DOI: 10.31857/S0032816223030175, EDN: CVQLBC

ВВЕДЕНИЕ

При бомбардировке дейтронным пучком триэвовой мишени нейтронного генератора одновременно испускаются быстрые нейтроны с энергией 14 МэВ и α -частицы, при этом энергия и направление движения рождающихся нейтронов и α -частиц взаимосвязаны. Измеряя позиционно-чувствительным (многопиксельным) α -детектором координату сопутствующей нейтрону α -частицы и время ее регистрации, можно определять направление и время вылета (“метки”) нейтрона с энергией 14 МэВ в направлении исследуемого объекта. Зная интервал Δt между временами регистрации γ -кванта и сопутствующей меченому нейтрону α -частицы, можно определить пространственные координаты места, где произошло испускание зарегистрированного γ -кванта при неупругом рассеянии меченого нейтрона в исследуемом объекте (события). Основным критерием отбора событий является наличие сигналов от α - и γ -детекторов в заданном временном и амплитудном диапазоне при отсутствии наложенных сигналов. Каждое зарегистрированное событие содержит информацию о номере (идентификато-

ре) сработавшего γ -детектора и пикселе α -детектора, времени между регистрацией сигналов с α - и γ -детекторов и амплитуде сигнала с γ -детектора.

При проведении нейтронного анализа с мечеными нейтронами результатом измерений является спектр откликов γ -детекторов, определенный для каждого элементарного объема облучаемого объекта. При неупругом рассеянии быстрых нейтронов на ядрах вещества γ -спектр является сигнатурным, т.е. уникальным для различных химических элементов. После обработки γ -спектр получают в виде коэффициентов разложения k_i исходного спектра $\phi(E)$ на базисные спектры $\phi_i(E)$ химических элементов i в составе исследуемого объекта $\phi(E) = \sum_{i=C,N,O,\dots,n} k_i \phi_i(E)$ [1].

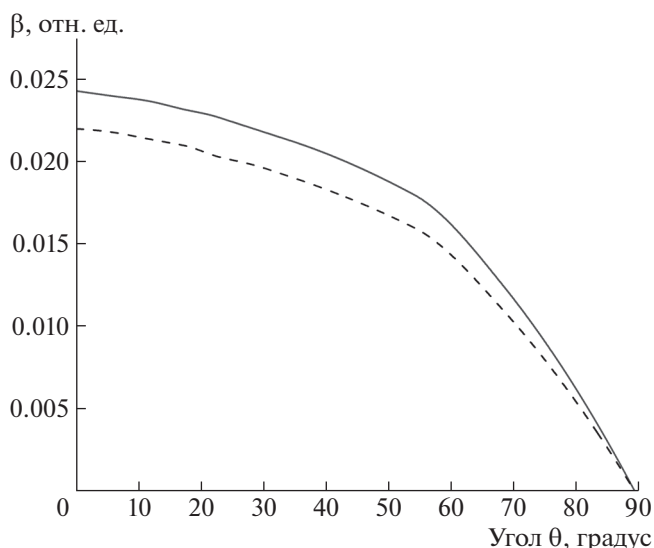
Зависимость коэффициентов разложения k_i от погрешности σE калибровки носит нелинейный характер и различна для каждого химического элемента, поэтому неточная калибровка может привести к непредсказуемым результатам в оценке коэффициентов разложения и увеличить вероятность ошибок при проведении нейтронного анализа. Например, при относительной погреш-

Таблица 1. Гамма-линии при неупругом рассеянии нейтронов на ядрах углерода ^{12}C , азота ^{14}N и кислорода ^{16}O

Изотоп	Сечение (n, n', γ) реакции, мб	Энергетические переходы, МэВ	$T_{1/2}$, фс	E_γ , МэВ
^{12}C	184	4.440 (2^+) \rightarrow $\rightarrow 0.0$ (0^+)	42.2	4.438
	69	2.313 (0^+) \rightarrow $\rightarrow 0.0$ (0^+)	6.8	2.316
^{14}N	42	5.106 (2^-) \rightarrow $\rightarrow 0.0$ (0^+)	4350	5.105
	173	6.130 (3^-) \rightarrow $\rightarrow 0.0$ (0^+)	18400	6.129

ности определения энергии некоторых пиков $\sigma E \approx 1\%$ погрешность определения k_i варьируется от 1 до 10% для разных химических элементов [2].

Физической причиной появления сдвига и уширения пиков спектра γ -квантов, испускаемых при неупругом рассеянии меченых нейтронов, является эффект Доплера. При неупругом рассеянии быстрого нейтрона на ядре часть энергии и импульса нейтрона передается ядру, которое переходит в возбужденное состояние и приобретает начальную скорость. Если γ -квант с энергией E испускается движущимся ядром, то он в лабораторной системе координат будет испытывать доплеровское смещение E' , которое в нерелятивистском случае зависит от относительной скоро-

**Рис. 1.** Зависимости начальной скорости ядер азота (штриховая линия) и углерода (сплошная линия) от угла вылета при неупругом рассеянии нейтронов с энергией 14 МэВ.

сти ядра $\beta = v/c$ (где v — скорость ядра, c — скорость света) и угла θ между направлениями движения ядра и γ -кванта [3]: $E' = E\beta \cos \theta$.

Энергетические уровни U возбужденного ядра имеют различные квантовые состояния и разное время полураспада (релаксации) $T_{1/2}$ — от фемто-секунд до десятков пикосекунд. В табл. 1 [4] для примера представлены энергетические уровни, значения их времен жизни $T_{1/2}$ и соответствующие энергии E испускаемых γ -квантов углерода, азота и кислорода, используемые для нейтронного анализа.

Начальную скорость ядра в зависимости от угла вылета при неупругом рассеянии нейтронов можно определить из законов сохранения энергии и импульса [5] с учетом дополнительного вклада энергии возбуждения U в уравнение сохранения энергии: $E_a = E_0 - U - E_n$, где E_0 , E_n , E_a — энергия налетающего нейтрона, рассеянного нейтрона и ядра соответственно. Результаты расчета относительной скорости возбужденных ядер углерода ($U = 4.440$ МэВ) и азота ($U = 2.313$ МэВ) при энергии налетающего нейтрона 14 МэВ в зависимости от угла θ вылета ядра относительно направления налетающего нейтрона приведены на рис. 1. Максимальная величина β_{\max} для этих ядер составляет от 0.022 до 0.024.

Влияние эффекта Доплера на смещение и уширение пиков γ -спектра зависит от времени полураспада $T_{1/2}$ возбужденного уровня и времени замедления T_3 ядра в среде. Время замедления T_3 ядер углерода, азота и кислорода от начальной скорости β_{\max} до скорости $\beta = 0.0042$ – 0.0036 (энергия 100 кэВ) в органических материалах составляет порядка 1 пс [6], поэтому γ -линии 2.316 МэВ (^{14}N), 4.438 МэВ (^{12}C) (табл. 1) будут испытывать доплеровское смещение и уширение. Последний эффект обусловлен тем, что фазовое распределение ядер отдачи в системе координат (β, θ) изменяется от значений $(\beta_{\max}, 0)$ до $(0, \pi/2)$ (рис. 1), следовательно, доплеровский сдвиг при регистрации γ -линии изменяется от $E\beta_{\max}$ до 0.

Угловая зависимость эффекта Доплера проявляется, когда γ -кванты попадают на детекторы под различными углами относительно потока меченых нейтронов, например, при анализе протяженных объектов. В этом случае следует также учитывать анизотропию выхода γ -квантов из возбужденных ядер. Угловое распределение выхода γ -квантов при неупругом рассеянии нейтронов для разных ядер сильно различается. Из-за этого могут меняться и коэффициенты разложения k_i исходного спектра на базисные. Угловые зависимости выхода γ -квантов можно либо получить из библиотечных данных [7] либо измерить экспериментально. Теоретические модели углового распределения γ -квантов предложены только для

некоторых ядер, например ядра ^{12}C , имеющего только одно возбужденное состояние и переходящего в основное состояние с испусканием γ -кванта с энергией 4.438 МэВ [8].

ИЗМЕРЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА НА ГАММА-СПЕКТРЫ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ МЕЧЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

Целями измерений являются демонстрация и количественная оценка влияния эффекта Доплера на сдвиг некоторых пиков на γ -спектрах, который наблюдался в ряде экспериментов, а также определение смещения этих пиков в зависимости от угла φ между направлениями движения нейтронов и вылетом γ -квантов.

Для данной задачи желательно использовать поток моноэнергетических нейтронов с выделенным направлением движения без сопутствующего γ -излучения, что крайне затруднительно при использовании обычных нейтронных D–T-генераторов. Например, результаты аналогичных измерений [9] смещения пика 4.438 МэВ от угла φ , в которых источником нейтронов служил традиционный D–T-генератор A325 (производства MF Physics, США), количественно достаточно трудно интерпретировать, несмотря на использование детектора из особо чистого германия и тщательную его коллимацию от нейтронного γ -излучения.

Метод меченых нейтронов является удобным инструментом для исследования рассеяния быстрых нейтронов на ядрах вещества. Он позволяет селектировать нейтроны, движущиеся в определенном направлении, что весьма важно для задания угла φ . Например, при использовании генератора ИНГ-27 с 256-пиксельным α -детектором с размером пикселя 2×2 мм можно определить направление движения меченого нейтрона с погрешностью около 0.02 рад. Другой важной особенностью этого метода является дискриминация по времени сигналов, обусловленных взаимодействием с веществом “немеченых” нейтронов, не сопровождаемых сопутствующими α -частицами, а также вторичного γ -излучения. Фоновые сигналы, интерферирующие с сигналами от меченых нейтронов, в основном обусловлены статистически случайными срабатываниями γ -детектора от фонового излучения во временном окне регистрации α – γ -совпадений. Теоретически скорость счета Q_e γ -квантов от меченых нейтронов в режиме совпадений (эффект) пропорциональна интенсивности I_n нейтронного генератора, скорость счета фона Q_b пропорциональна произведению квадрата интенсивности I_n на ширину τ временного окна: $I_n^2 \tau$. Таким образом, отношение эффект/фон можно сделать сколь угодно малым за

счет снижения ширины временного окна τ и интенсивности нейтронного генератора I_n .

Дополнительным достоинством этого метода является возможность on-line калибровки γ -детектора с помощью специальных объектов-калибраторов. При прохождении в них меченых нейтронов испускаются γ -кванты известной энергии, которые легко интерпретируются на γ -спектре и позволяют в процессе измерения определять калибровочные коэффициенты. События, соответствующие неупругому рассеянию меченых нейтронов на объектах-калибраторах, можно селектировать как по направлению движения меченых нейтронов (пикселю сработавшего α -детектора), так и по времени. Кроме того, калибровка γ -детектора может осуществляться с помощью эталонных радиоизотопов. В этом случае, наряду с событиями, дополнительно регистрируется γ -спектр без совпадений, в котором присутствуют пики от этих радиоизотопов. Путем подбора потока γ -квантов от радиоизотопа на γ -детекторе, интенсивности I_n генератора меченых нейтронов и ширины τ временного окна можно добиться минимально значимого присутствия пиков от эталонных радиоизотопов в γ -спектре в режиме совпадений.

Влияние эффекта Доплера на γ -спектры при неупругом рассеянии меченых нейтронов исследовали на экспериментальном стенде (рис. 2) на основе генератора меченых нейтронов ИНГ-27 с 256-пиксельным α -детектором с размером пикселя 2×2 мм. Гамма-кванты регистрировали быстродействующим γ -детектором производства фирмы Saint-Gobain на основе кристалла LaBr_3 диаметром 76 мм и высотой 76 мм, сопряженным с быстродействующим ФЭУ R10233 фирмы Hamamatsu. Выбор типа сцинтиллятора обусловлен его высоким разрешением для обеспечения требуемой точности измерений положения пиков.

Система сбора данных МАВР [10] регистрировала события (α – γ -совпадения), выделяла события по времени и номеру сработавшего пикселя и производила обработку γ -спектров. Основные достигнутые к настоящему времени характеристики МАВР:

- разрядность оцифровки времени 10 бит;
- разрядность оцифровки амплитуды 14 бит;
- интегральная нелинейность амплитудной шкалы – не более 0.2%;
- селекция событий по времени с дискретностью 0.1 нс;
- возможность регистрации спектров γ -квантов без совпадений одновременно с регистрацией событий;
- возможность работы со стриповыми α -детекторами с максимальным размером матрицы 16 строк, 16 столбцов.

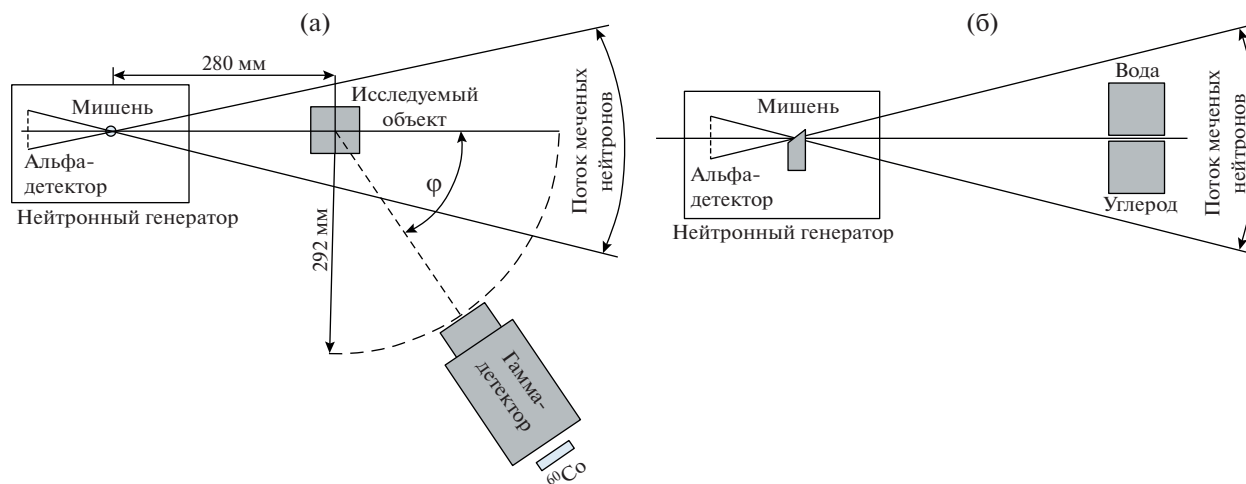


Рис. 2. Геометрия эксперимента при измерении γ -спектра углерода: а – в горизонтальной плоскости; б – в вертикальной плоскости.

В качестве объектов исследования и объекта-калибратора использованы пластиковые контейнеры размером $80 \times 80 \times 80$ мм, заполненные графитом (для измерения выхода γ -квантов при рассеянии нейтронов на углероде), меламином (при рассеянии на азоте) и водой (при рассеянии на кислороде). Для исследования зависимости сдвига энергии γ -квантов неупругого рассеяния от угла вылета относительно траектории меченых нейтронов γ -детектор смещали в азимутальном направлении относительно объекта, сохраняя расстояние от объекта до кристалла γ -детектора постоянным. Направление оси кристалла совпадало с направлением на объект. Облучение объектов мечеными нейтронами проводили при четырех положениях угла φ : 30° , 60° , 90° и 120° – в течение 10 мин.

Результатами измерений были события – сигналы с γ -детектора, сопровождающиеся регистрацией сигналов с α -детектора в узком временном окне. События представлены четырьмя параметрами: номером сработавшего пикселя α -детектора, номером γ -детектора, временем между моментами регистрации сигналов от γ -кванта и α -детектора, амплитудой сигнала с γ -детектора. Из совокупности событий отбирали события, соответствующие пикселям α -детектора, при срабатывании которых меченые нейтроны проходили через исследуемый объект или объекты-калибраторы. Далее для этих событий определяли временной спектр α – γ -совпадений (рис. 3а).

На временном спектре видно два пика, один из которых соответствует времени прохождения меченых нейтронов через объекты, а второй – попаданию на γ -детектор меченых нейтронов, отклонившихся от начальной траектории при упругом и неупругом рассеянии на ядрах объекта (время на рис. 3а – реверсивное, так как стартовым сиг-

налом в системе МАВР является сигнал с γ -детектора). Заметно хорошее временное разделение между первым и вторым пиками.

При обработке событий первый пик аппроксимировали гауссовым распределением и выделяли события, находящиеся во временном окне от $T - 2\sigma$ до $T + 2\sigma$, где T – центроид пика, а σ – дисперсия гауссова распределения. Практически во всех измерениях $\sigma = 0.5$ нс. Для выделенных событий определяли энергетический спектр (рис. 3б). Во временном окне 30 нс (рис. 3а) выявляли спектр фона случайных совпадений, пересчитывали его на временное окно 4σ (равное 2 нс) и вычитали из энергетического спектра. После этого рассчитывали положение центроидов пиков полного поглощения за вычетом подложки пиков, обусловленной комптоновским континуумом и внешним комптоном.

On-line калибровку в экспериментах проводили по нескольким γ -линиям. При измерении γ -спектра ядер углерода (исследуемый пик 4.438 МэВ) γ -детектор калибровали по γ -линии кислорода 6.12863 МэВ. Для этого контейнер с водой размером $80 \times 80 \times 80$ мм, являющийся объектом-калибратором, размещали в потоке меченых нейтронов выше объекта, но в одной плоскости с ним по вертикали (рис. 2). На корпус γ -детектора устанавливали образцовый γ -источник ^{60}Co для калибровки по γ -линиям 1.173, 1.333 и суммарному пику 2.506 МэВ в γ -спектре без совпадений. События, соответствующие рассеянию меченых нейтронов на ядрах углерода в исследуемом объекте и ядрах кислорода в объекте-калибраторе, отбирали по номерам сработавших пикселей. Гамма-спектр в режиме совпадений при исследовании неупругого рассеяния нейтронов на ядрах азота (исследуемый пик 2.316 МэВ) измеряли одновременно с

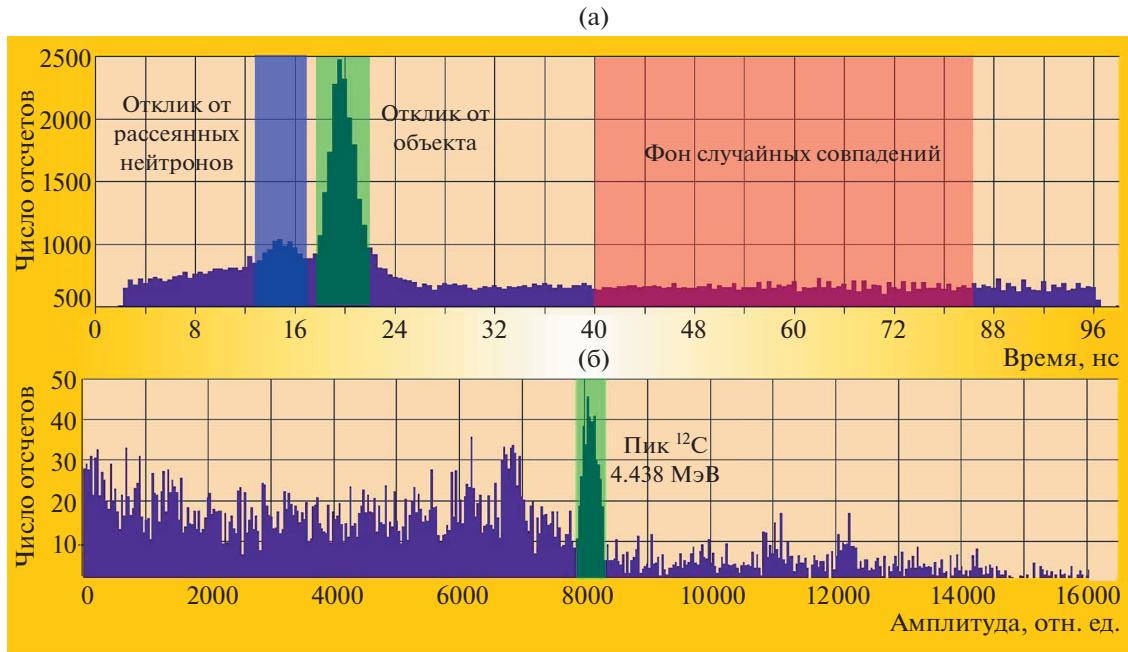


Рис. 3. Временной (а) и энергетический (б) спектры α – γ -совпадений.

калибровочным γ -спектром без совпадений от ⁶⁰Со с указанными выше γ -линиями. Объект-калибратор при этом отсутствовал, а контейнер с меламином располагали в центре потока меченых нейтронов.

При разрядности оцифровки амплитуды сигнала 14 бит основная погрешность определения положения пика δ_x зависит от относительной ширины пика $\Delta E/E$ и количества отсчетов N : $\delta_x = \frac{\Delta E}{2.35E\sqrt{N}}$. Для достижения погрешности измерения положения пика меньше 0.1% с учетом максимальной ширины пика и доплеровского уширения эксперимент проводили до достижения количества отсчетов в области фотопика (FWHM) не менее 250 для определяемых и калибровочных γ -пиков в режиме совпадений. При этом количество отсчетов для калибровочных пиков ⁶⁰Со было на несколько порядков больше.

Измеренные значения доплеровского сдвига приведены на рис. 4, где видно смещение измеряемых пиков γ -квантов с энергиями 4.438 МэВ при неупругом рассеянии нейтронов на углероде $C(n, n', \gamma)C$ и 2.316 МэВ на азоте $N(n, n', \gamma)N$. Сдвиг пика 4.438 МэВ достаточно хорошо согласуется с результатами измерений, приведенными в работе [9]. Сдвиг пика 6.129 МэВ, не подверженного доплеровскому смещению, измерялся относительно пиков ⁶⁰Со. Видно, что с погрешностью не более 0.1% он достаточно стабилен, что подтверждает оцененную погрешность измерений других пиков.

Индикатриса рассеяния вылета ядер отдачи при неупругом рассеянии быстрых нейтронов занимает всю переднюю полусферу, а их начальная скорость варьируется от 0 до β_{max} . Это приводит к дополнительному доплеровскому уширению линий в γ -спектре. На рис. 5а показаны теоретические значения энергетического разрешения (ап-

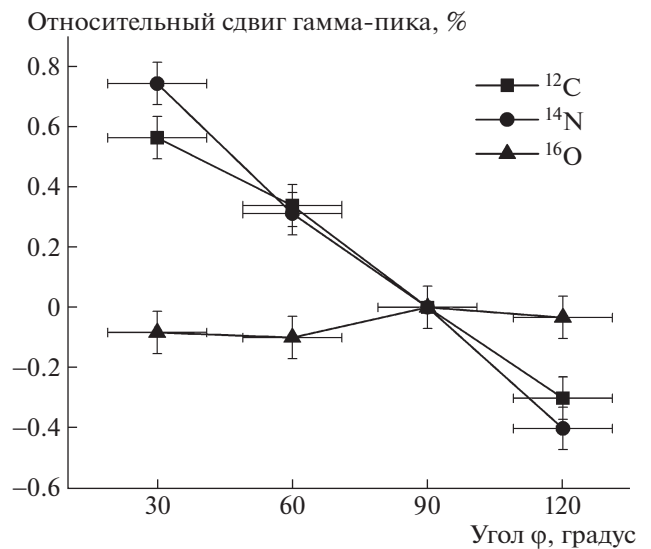


Рис. 4. Зависимости измеренного доплеровского сдвига пиков γ -квантов неупругого рассеяния нейтронов на углероде 4.438 МэВ, азоте 2.316 МэВ и кислороде 6.129 МэВ от угла ϕ между векторами движения нейтрона и γ -кванта.

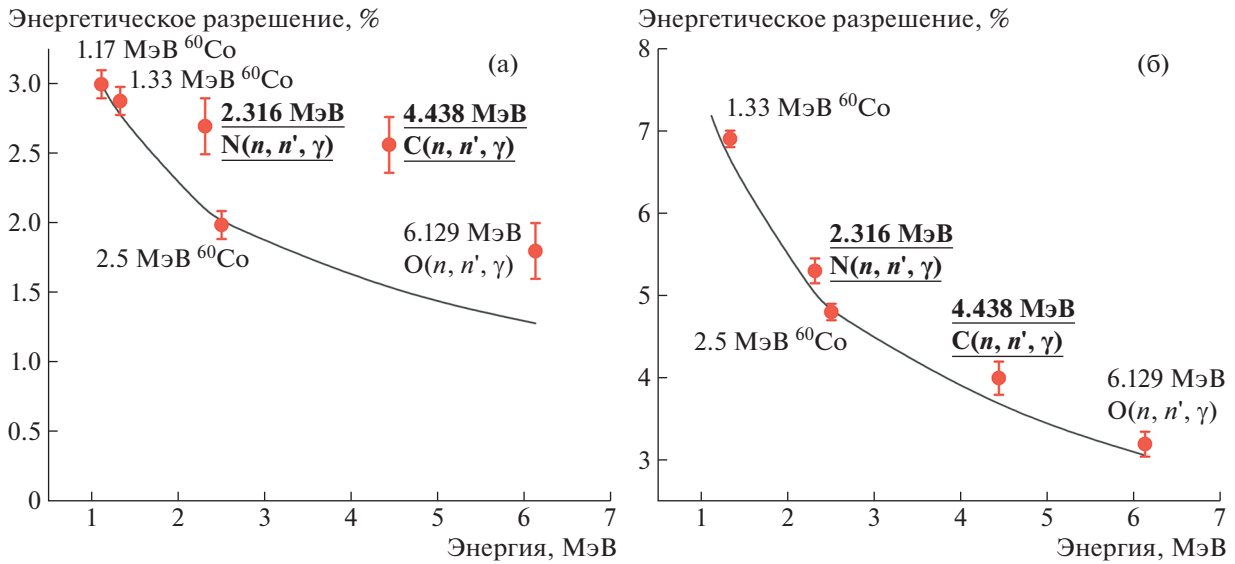


Рис. 5. Измеренное энергетическое разрешение LaBr_3 - (а) и LYSO -сцинтиллятора (б).

проксимированные скейлингом $1/\sqrt{E}$ [11]) для трех пиков ^{60}Co и измеренные значения. Видно, что для пика 4.438 МэВ доплеровское уширение 2% превышает статистическую составляющую разрешения, равную 1.5%, что в итоге обеспечивает разрешение 2.5%. Для метода меченых нейтронов с точки зрения эффективности регистрации γ -квантов высоких энергий и исходя из экономических соображений целесообразно использовать не LaBr_3 -, а BGO - и LYSO -сцинтилляторы, влияние на разрешение которых доплеровского уширения гораздо меньше (рис. 5б), и им можно пренебречь при разложении измеренного спектра на базисные.

ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГАММА-КВАНТОВ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ МЕЧЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

Экспериментальные значения угловых распределений γ -квантов при неупругом рассеянии нейтронов с энергией 14 МэВ имеют достаточно большой разброс [12, 13]. Это может быть связано в том числе с зависимостью результатов от геометрии установки (например, расстояния до γ -детектора, его размеров, размеров облучаемого образца и самопоглощения в нем), с влиянием фона, со способами определения параметров пиков в γ -спектре. В связи с этим в настоящей работе исследованы угловые зависимости выхода основ-

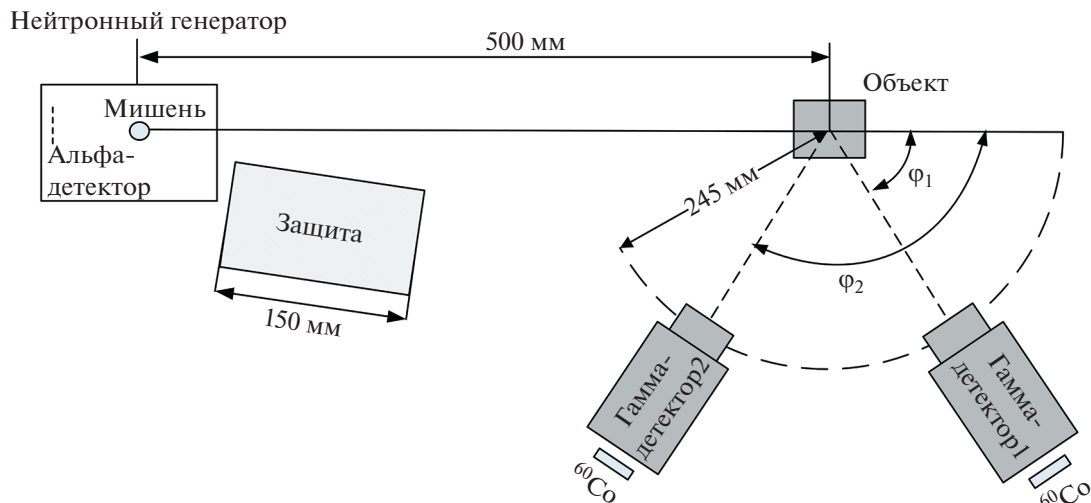


Рис. 6. Геометрия эксперимента при измерении углового распределения γ -квантов.

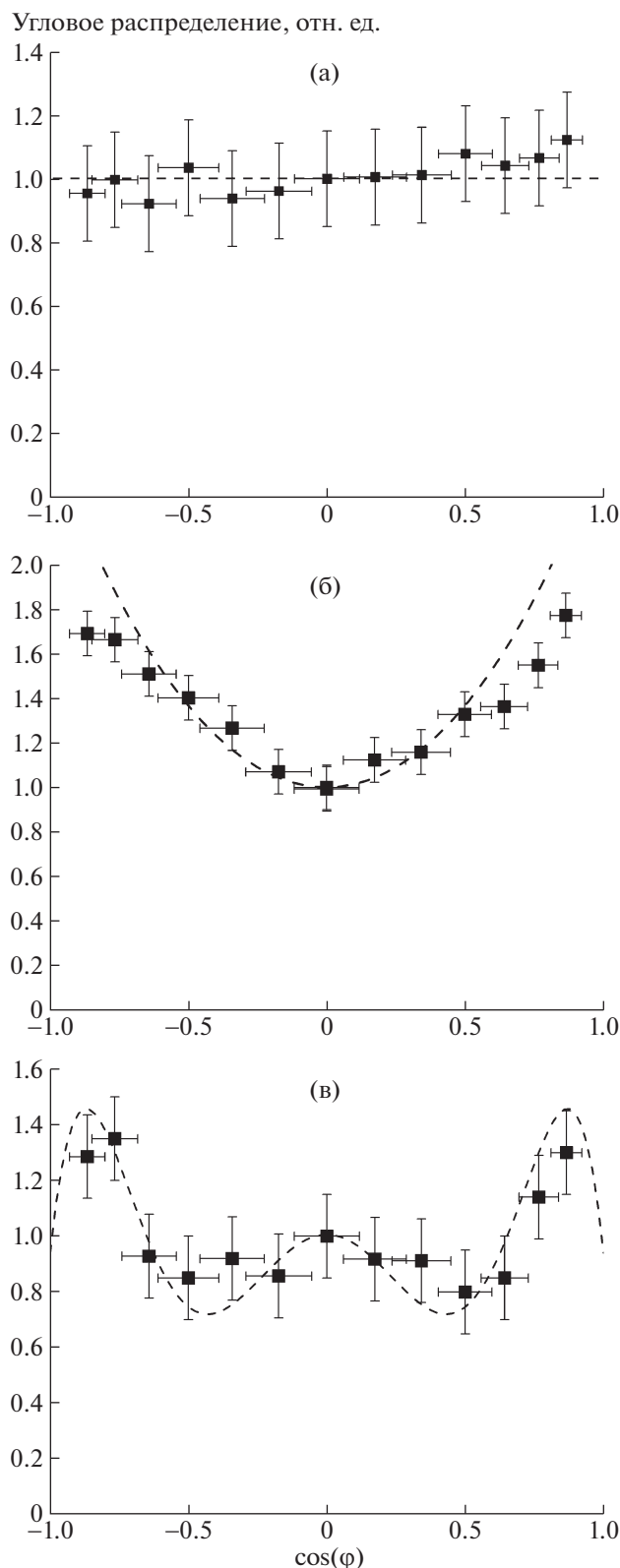


Рис. 7. Угловые распределения выхода γ -квантов при неупругом рассеянии меченых нейтронов на ядрах: **а** — азота (пик 2.316 МэВ), **б** — углерода (пик 4.438 МэВ), **в** — кислорода (пик 6.129 МэВ). Штриховая линия — аппроксимация по данным библиотеки ENDF.

ных γ -линий из ядер углерода, азота и кислорода в установке с геометрией, близкой к практической системе с мечеными нейтронами, и с используемыми в ней алгоритмами разложения спектров и методикой измерения пиков (рис. 6).

Генератор меченых нейтронов ИНГ-27 с 256-пиксельным α -детектором с размером пикселя 2×2 мм создавал поток меченых нейтронов. Гамма-кванты регистрировали γ -детектором производства фирмы Saint-Gobain на основе кристалла LYSO диаметром 76 мм и высотой 76 мм, сопряженным с быстродействующим ФЭУ R10233 фирмы Hamamatsu. Такие γ -детекторы являются оптимальными для систем с мечеными нейтронами, обеспечивая одновременно как приемлемые значения амплитудного разрешения и эффективности в фотопике при регистрации γ -квантов, так и временного разрешения при регистрации α - γ -совпадений. Для защиты сцинтиллятора от прямого попадания нейтронов установлена радиационная защита из висмута толщиной 150 мм, что позволяет снизить уровень фоновой загрузки γ -детектора в несколько раз.

В качестве объектов исследования использованы пластиковые контейнеры размером $80 \times 80 \times 80$ мм, заполненные меламином, графитом и водой, расположенные на расстоянии 500 мм от мишени генератора нейтронов. Ограниченное количество детекторов не позволяло выполнить их кольцевое расположение аналогично детекторной системе «Ромашка» [12]. Для уменьшения общего времени эксперимента измерения проводили двумя детекторами, которые смещали в азимутальном направлении, сохраняя неизменным расстояние, равное 245 мм, между центрами детектора и объекта. Диапазон смещения φ_1 детектора 1 составлял от 30° до 90° , диапазон смещения φ_2 детектора 2 — от 90° до 150° с шагом 10° . Поскольку γ -детекторы при малых (0° – 30°) или больших (150° – 180°) углах относительно потока меченых нейтронов в системах с мечеными нейтронами устанавливать не планируется, измерения в этих областях не проводили.

Длительность каждого облучения контейнеров, заполненных графитом и водой, составляла 10 мин. Из-за уменьшенной статистики, обусловленной относительно малыми сечениями реакции неупругого рассеяния нейтронов на азоте и содержанием азота в меламине, длительность облучения меламина была увеличена в два раза. Методика обработки результатов была аналогичной описанной ранее, за исключением того, что результатом измерения была площадь полного поглощения пиков с энергией 2.316 МэВ (азота), 4.438 МэВ (углерода) и 6.129 МэВ (кислорода) за вычетом подложки пика.

Результаты для детекторов 1 и 2 для разных углов φ_1 и φ_2 нормировали на значение, полученное

при $\varphi = 90^\circ$, для “сшивки” результатов измерений. На рис. 7а–7в приведены измеренные угловые распределения и аппроксимированные данные из библиотеки ENDF [7], представленные в ней коэффициентами разложения по полиномам Лежандра. Следует отметить достаточно хорошее соответствие в исследуемом диапазоне углов φ от 30° до 150° между библиотечными и экспериментальными зависимостями. В целом экспериментальные зависимости сильнее сглажены, что обусловлено усреднением по углу за счет близкого расположения γ -детекторов к объекту.

На экспериментальном угловом распределении пика 6.129 МэВ кислорода (рис. 7в) виден вклад мультипольности высокого порядка (который представлен многочленами Лежандра четвертой и шестой степени в библиотеке ENDF). Как и предсказывалось теоретически, угловое распределение пика азота 2.316 МэВ изотропно (рис. 7б). Близко к изотропному и угловое распределение остальных основных линий γ -квантов у азота (1.63 и 5.11 МэВ) и для кислорода (1.80, 3.73, 7.12, 6.92 МэВ). Полученные результаты в целом согласуются с данными, приведенными в работах [12, 13].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью метода меченых нейтронов измерены угловые зависимости доплеровского смещения пиков γ -спектра при неупругом рассеянии нейтронов на ядрах углерода, азота и кислорода. Показано, что наибольшему смещению подвержены пики с энергиями 4.438 (ядро углерода) и 2.316 МэВ (азота). Положение других пиков, используемых для определения состава вещества при нейтронном активационном анализе, слабо меняется в зависимости от угла между направлением вылета γ -квантов и траекторией нейтронов с энергией 14 МэВ. За счет on-line калибровки достигнута погрешность определения положения пиков не более 0.1%, являющаяся вполне приемлемой для оценки коэффициентов разложения γ -спектра на элементные сигнатуры.

С помощью метода меченых нейтронов измерено угловое распределение γ -квантов, выходящих из возбужденных ядер азота, углерода и кислорода в диапазоне углов 30° – 150° . Получено хорошее соответствие между экспериментальными зависимостями и аппроксимированными данными библиотеки ENDF.

В установках с мечеными нейтронами влияние сдвига γ -пиков и анизотропии углового распределения проявляется при зондировании протяженных объектов или при многоуровневом расположении γ -детекторов относительно нейтронного генератора, когда γ -кванты попадают на детекто-

ры под разными углами относительно потока меченых нейтронов. В прикладных задачах метода меченых нейтронов по разложению γ -спектров на предварительно измеренные элементные сигнатуры эти эффекты можно учитывать путем создания набора отдельных элементных сигнатур для каждого рассматриваемого угла.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bagdasaryan Kh.E., Batyaev V.F., Belichenko S.G., Bestaev R.R., Gavryuchenkov A.V., Karetnikov M.D.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2015. V. A 784. P. 412. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.11.111>
2. *Perot B., Carasco C., Bernard S., Mariani A., Szabo J.-L., Sannie G., Roll Th., Valkovic V., Sudac D., Viestid G., Lunardon M., Botosso C., Fabris D., Nebbia G., Pesente S. et al.* // Nucl. Instrum and Methods. 2008. V. A588. P. 307. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.01.097>
3. *Кологривов В.И.* Эффект Доплера в классической физике. М.: МФТИ, 2012.
4. Chart of Nuclides. Basic Properties of Atomic Nuclei. [Электронный ресурс]. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/> (дата обращения 18.02.2022).
5. *Кадилин В.В., Рябева Е.В., Самосадный В.Т.* Прикладная нейтронная физика. М.: НИЯУ МИФИ, 2011.
6. *Barzilov A., Womble P.C.* // J. Radioanal. Nucl. Chem. 2014. V. 301. P. 811. <https://doi.org/10.1007/s10967-014-3189-8>
7. Evaluated Nuclear Data File (ENDF). [Электронный ресурс]. URL: <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm> (дата обращения 10.10.2022).
8. *Benetskij B.A., Frank I.M.* // Sov. Phys. JETP. 1963. V. 17. № 2. P. 309.
9. *Whitfield D.* Doppler-Broadening of Light Nuclei Gamma-Ray Spectra. Masters Theses & Specialist Projects. 2010. Paper 1075. [Электронный ресурс]. URL: <http://digitalcommons.wku.edu/theses/1075>. (дата обращения 18.02.2022).
10. *Балыгин К.А., Каретников М.Д., Климов А.И., Козлов К.Н., Мелешко Е.А., Осташев И.Е., Яковлев Г.В.* // ПТЭ. 2009. № 2. С. 122.
11. *Gilmore R.* Practical Gamma-ray Spectrometry. 2nd Edition. UK. John Wiley & Sons, 2008.
12. *Федоров Н.А., Третьякова Т.Ю., Быстрицкий В.М., Копач Ю.Н., Русков И.Н., Ской В.Р., Грозданов Д.Н., Замятин Н.И., Ван Д., Алиев Ф.А., Храмко К., Кумар А., Ганди А., Сапожников М.Г., Рогов Ю.Н. и др.* // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2018. № 2. С. 820205.
13. *Быстрицкий В.М., Грозданов Д.Н., Зонтиков А.О., Копач Ю.Н., Рогов Ю.Н., Русков И.Н., Садовский А.Б., Ской В.Р., Бармаков Ю.Н., Боголюбов Е.П., Рьжсков Н.И., Юрков Д.И.* // Письма в ЭЧАЯ. 2016. Т. 13. № 4. С. 793.