

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.07 + 539.163.3

ПРИМЕНЕНИЕ ^{44}Ti В ИССЛЕДОВАНИЯХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД
МЕТОДОМ ВОЗМУЩЕННЫХ УГЛОВЫХ $\gamma\gamma$ -КОРРЕЛЯЦИЙ

© 2017 г. М. З. Будзински^а, А. И. Величков^{б,с}, Д. В. Караиванов^{б,с,*},
О. И. Кочетов^б, А. В. Саламатин^б, Д. В. Философов^б

^а Государственный университет им. Марии Кюри-Склодовской, Институт физики, Польша

^б Объединенный институт ядерных исследований
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

^с Институт ядерных исследований и ядерной энергетики, София, Болгария

* e-mail: dvk@jinr.ru

Поступила в редакцию 30.12.2016 г.

Рассмотрены основные аспекты применения ^{44}Ti в исследованиях конденсированных сред методом возмущенных угловых $\gamma\gamma$ -корреляций ($\gamma\gamma$ -в.у.к.). Представленная модификация спектрометра, основанная на использовании тонких сцинтилляционных кристаллов NaI, позволяет существенно повысить эффективность применения ^{44}Ti . Описаны перспективные методы получения ^{44}Ti и метод синтеза образцов. Приведены примеры $\gamma\gamma$ -в.у.к.-исследований образцов оксидов титана (TiO_2 – рутил) и скандия (Sc_2O_3).

DOI: 10.7868/S0032816217050196

ВВЕДЕНИЕ

Основная задача метода возмущенных угловых $\gamma\gamma$ -корреляций (в.у.к.) – исследование сверхтонких взаимодействий (с.т.в.) в конденсированных средах. “Традиционные” области применения метода в.у.к.:

- исследование интерметаллических соединений – фазовые переходы, квадрупольные взаимодействия, магнитные структуры [1];
- исследование соединений типа оксидов, ферритов, гранатов [2, 3];
- изучение кинетики химических реакций, комплексообразования [4, 5];
- исследования послеэффектов радиоактивного распада в веществе [6].

Перспективным является применение метода в.у.к. для исследований радиофармпрепаратов [7].

Метод $\gamma\gamma$ -в.у.к. основывается на внедрении в исследуемый образец радиоактивного изотопа (ядра-зонда), распад которого сопровождается излучением каскадных γ -квантов (γ_1 и γ_2). Первый квант γ_1 заселяет промежуточный уровень, при снятии возбуждения которого излучается γ_2 . Измерения угловой корреляции каскадных γ -квантов дают информацию о сверхтонких полях (магнитных и электрических), с которыми образец воздействует на внедренные ядра [8, 9]. Гамма-излучение характеризуется большой проникающей способностью, что позволяет проводить из-

мерения в.у.к. под давлением, в широком диапазоне температур или под другими внешними воздействиями. Требуемое количество ядер-зондов ($\sim 10^{-11}$ г для ^{111}In , $\sim 10^{-7}$ г для ^{44}Ti) при образце примерно 0.1 г дает крайне низкие концентрации (соответственно, $\sim 10^{-10}$ и $\sim 10^{-6}$) и поэтому не приводит к изменению свойств исследуемого образца. Выбор внедряемого изотопа – очень важная задача, требующая учета ряда факторов, таких как время жизни материнского ядра, время жизни, магнитный дипольный момент и электрический квадрупольный момент промежуточного уровня $\gamma\gamma$ -каскада, энергии γ -квантов, химическая совместимость с исследуемым образцом и др. Обычно в качестве ядер-зондов используются радиоактивные изотопы: ^{111}In , $^{111\text{m}}\text{Cd}$, ^{181}Hf , $^{152, 154}\text{Eu}$ и др. Мы предлагаем использовать в качестве ядра-зонда ^{44}Ti , который упоминается в относительно небольшом количестве работ [2, 3], хотя имеет ряд неоспоримых преимуществ:

- “Удобный” период полураспада ^{44}Ti (59.1 лет) [10] дает возможность набирать спектры в.у.к. без изменения характеристик источника, а значит, появляется возможность детального изучения зависимости сверхтонких полей от различных внешних воздействий.

- Удачное соотношение характеристик [10] ядерных уровней. Промежуточный уровень (68 кэВ) имеет: спин “1”, электрический квадрупольный момент $Q = 0.21$ барн, магнитный дипольный момент $\mu =$

$= +0.342 \mu_N$ (μ_N – ядерный магнетон) и время жизни 155.8 нс. “Обычные” сверхтонкие частоты для такого ядра порядка 10 МГц, а значит, период таких колебаний – порядка 100 нс. Даже при относительно небольшой начальной анизотропии ($A_2 = 0.04$ [11]) такие частоты статистически удобно наблюдать в диапазоне 300–800 нс, а время жизни промежуточного уровня как раз и позволяет это осуществить.

- Достаточно “большое” время жизни промежуточного уровня снижает требования к временному разрешению спектрометра.

- Несложное трехкомпонентное ($-1, 0, +1$) магнитное и двухкомпонентное ($\pm 1, 0$) квадрупольное сверхтонкое расщепление промежуточного уровня упрощает интерпретацию экспериментальных спектров.

- Небольшое значение ионного радиуса Ti (61 пм), а также его низкая летучесть создают хорошие предпосылки для эффективных методик внедрения Ti в различные образцы.

Есть факторы, затрудняющие применение ^{44}Ti :

- наличие мгновенных γ -квантов (511 кэВ) из распада дочернего скандия, дающие “паразитные” сигналы, приводящие к перегрузке аппаратуры;

- поглощение элементами конструкций внешних устройств “мягких” линии γ -каскада (78–68 кэВ).

В данной статье описана методика использования ^{44}Ti в качестве ядер-зондов для исследований с.т.в. методом $\gamma\gamma$ -в.у.к.

МЕТОД В.У.К.

В исследуемый образец внедряется радиоактивный изотоп (ядро-зонд). Первый квант γ_1 заселяет промежуточный уровень, при снятии возбуждения которого излучается γ_2 (рис. 1). Сверхтонкое взаимодействие между внедренными ядрами и электромагнитными полями их окружения приводит к нарушению (возмущению) корреляции между углами разлета γ_1 и γ_2 . В этом случае $W(\theta, t)$ – относительная вероятность того, что за время t квант γ_2 излучится под углом θ относительно γ_1 , определяется по формуле [8, 9]

$$W(\theta, t) = \sum_{k=0}^{k_{\max}} A_k G_k(t) P_k(\cos \theta),$$

где A_k – коэффициенты угловой корреляции, которые зависят от спинов ядра (начальном $I_{\text{нач}}$, промежуточном $I_{\text{пром}}$ и конечном $I_{\text{кон}}$) и мультипольностей L_1 и L_2 переходов γ_1 и γ_2 ; $G_k(t)$ – коэффициенты возмущения угловой корреляции; $P_k(\cos \theta)$ – полиномы Лежандра; $k_{\max} = \min(2I_{\text{пром}}, L_1, L_2)$, k_{\max} – четно.

Обычно выбираются ядра-зонды, у которых $A_4 \ll A_2$ (или даже $A_4 = 0$), тогда для вероятности излучения $W(\theta, t)$ получаем:

$$W(\theta, t) = 1 + A_2 G_2 P_2(\cos \theta).$$

Коэффициенты возмущения $G_k(t)$ несут информацию о типе (характере) взаимодействия между ядром и его окружением. На практике наблюдаются только два типа взаимодействия:

- электрическое квадрупольное – электрический квадрупольный момент Q ядра взаимодействует с градиентом электрического поля, создаваемого окружением в месте расположения ядра;

- магнитное дипольное – магнитный дипольный момент μ ядра взаимодействует с магнитным полем, создаваемым окружением в месте расположения ядра.

Конечно, в реальном образце могут присутствовать оба вида взаимодействий, но они хорошо различаются в спектрах в.у.к.

Временная зависимость фактора возмущения $G_2(t)$ может быть статической (проявляется как характерные частоты с.т.в.) и динамической (проявляется как экспоненциальное затухание в.у.к.).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА

Блок-схема нашего спектрометра в.у.к. [12] представлена на рис. 2. Четыре его детектора лежат в одной плоскости и расположены под углом 90° . В центре между ними располагается исследуемый образец.

Детекторы γ -излучения спектрометра состоят из сцинтилляционных цилиндрических кристаллов NaI(Tl), оптически связанных с фотоэлектронными умножителями (ф.э.у.) Hamamatsu R2059. Момент регистрации γ -кванта в детекторе определяется по фронту анодного сигнала ф.э.у. с помощью дискриминаторов D_1 – D_4 (Canberra 2126). Энергии γ -квантов определяются по диодному сигналу ф.э.у. с использованием спек-

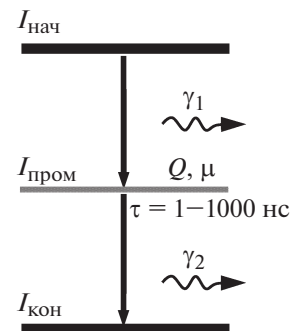


Рис. 1. Упрощенная схема распада в.у.к.-изотопа.

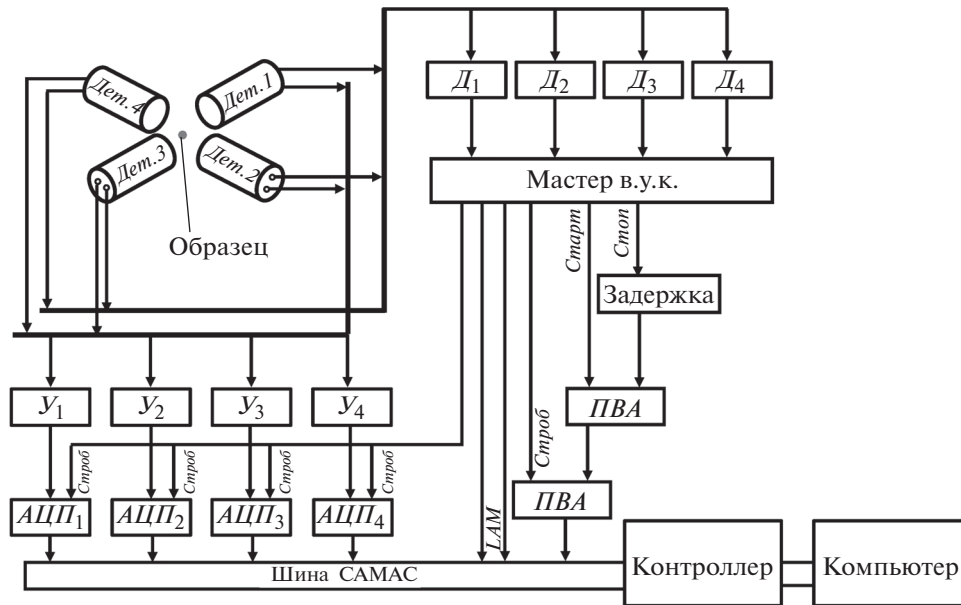


Рис. 2. Блок-схема 4-детекторного спектрометра. *Дет.1–Дет.4* – детекторы γ -излучения, $У_1–У_4$ – спектрометрические усилители, $АЦП_1–АЦП_4$ – амплитудно-цифровые преобразователи, $Д_1–Д_4$ – дискриминаторы со следящим порогом, *Мастер в.у.к.* – блок управления спектрометра в.у.к., *Задержка* – кабельная задержка сигнала, *ПВА* – преобразователь время–амплитуда, *LAM* – сигнал-запрос внимания на компьютер.

тронетрических усилителей $У_1–У_4$ и амплитудно-цифровых преобразователей $АЦП_1–АЦП_4$. Блок “*Мастер в.у.к.*” обеспечивает отбор двух совпавших по времени событий для любой пары детекторов. Диапазон времени совпадений 100–800 нс. При появлении совпадений “*Мастер в.у.к.*” вырабатывает сигналы, запускающие регистрирующую аппаратуру, а на выходах “*Старт*” и “*Стоп*” вырабатываются информационные импульсы. Время между ними равно интервалу следования сигналов от детекторов. За счет временного отбора в модуле “*Мастер в.у.к.*” нагрузка последующей регистрирующей аппаратуры от сигналов, не несущих полезную информацию, снижается на два-три порядка. Преобразователь время–амплитуда ORTEC 467 (*ПВА*) при поступлении сигнала *Старт* от блока “*Мастер в.у.к.*”, а сигнала *Стоп* через “*Задержку*”, вырабатывает импульс, амплитуда которого пропорциональна временному интервалу “*Старт–Задержка–Стоп*”. В блоке “*Мастер в.у.к.*” происходит быстрый отбор по времени

при высоких входных нагрузках, а далее компьютер производит отбор-сортировку импульсов по энергии. Для этого в программе для каждого детектора установлено по два энергетических окна, соответствующих энергиям γ_1 - и γ_2 -квантов.

Фактор возмущения $G_2(t)$ определяется из соотношения

$$A_2 G_2(t) = 2 \frac{S(180^\circ, t) - S(90^\circ, t)}{S(180^\circ, t) + 2S(90^\circ, t)}$$

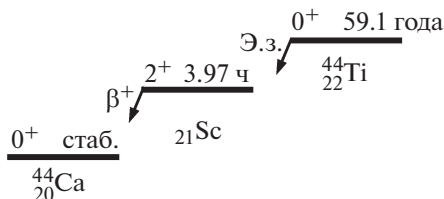


Рис. 3. Цепочка распада ядер $^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$.

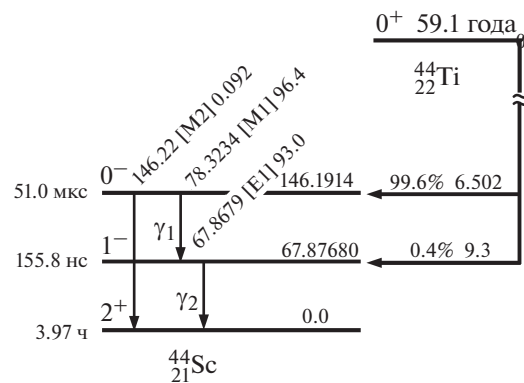


Рис. 4. Схема распада ^{44}Ti (^{44}Sc) [10]. Промежуточный уровень (68 кэВ): квадрупольный момент $Q = 0.21$ барн, магнитный момент $\mu = +0.342 \mu_N$, время жизни $T_{1/2} = 155.8$ нс.

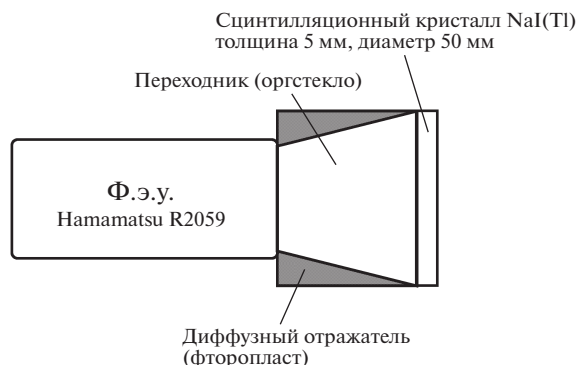


Рис. 5. Конструкция детекторных модулей.

где $S(90^\circ, t)$ – спектры задержанных совпадений, когда детекторы расположены под углом 90° (8 возможных комбинаций из 2 детекторов) и $S(180^\circ, t)$ – когда детекторы расположены под углом 180° (4 возможных комбинаций из 2 детекторов) [12].

Максимальный временной диапазон накопления спектров задержанных совпадений составляет 800 нс. Временное разрешение (^{60}Co , 1173–1332 кэВ) с $\text{NaI}(\text{Tl})$ – 2 нс.

Кроме спектрометра в измерительный комплекс входят гелиевый криостат (JANIS-SHI-950), нагревательная печка и пресс. Они позволяют проводить исследования образцов в.у.к. в температурном интервале 4–1300К и при давлениях от атмосферного до $5 \cdot 10^5$ атм.

ЯДЕРНО-СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ^{44}Ti

Схема распадов $^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$ представлена на рис. 3. Методом в.у.к. исследуется нарушение (возмущение) угловой корреляции каскада скандия (рис. 4): γ_1 (78 кэВ) $\rightarrow \gamma_2$ (68 кэВ).

Кроме ранее перечисленных преимуществ $^{44}\text{Ti} (^{44}\text{Sc})$ имеет некоторые спектрометрические особенности, которые затрудняют его применение. В данной статье мы хотим обратить внимание на наличие “паразитных” совпадений, не несущих полезную информацию. Они получаются в основном из-за регистрации совпадений:

- пар мгновенных γ -квантов (511 кэВ), излучаемых вследствие аннигиляции позитронов (β^+); основной источник позитронов – распад $^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$ (рис. 3), относительная доля β^+ – 95% [10];
- γ -квантов 1157 кэВ (^{44}Ca) с γ -квантами 511 кэВ.

Эти совпадения не несут полезной информации, но дают существенный вклад в 12 спектров задержанных совпадений (12S), а также в дополнительную загрузку спектрометра. Таким обра-

зом, уменьшается доля полезных совпадений, накопленных за время эксперимента.

ПОЛУЧЕНИЕ ИЗОТОПА ^{44}Ti

Изотоп ^{44}Ti нарабатывался в реакциях глубокого расщепления при облучении мишени из металлической меди протонами с энергией 660 МэВ на фазотроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Облученную медь растворяли в концентрированной азотной кислоте. К раствору добавляли раствор $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$ и затем аммиак до $\text{pH} \geq 8$. В этих условиях Ti соосаждается с $\text{Fe}(\text{OH})_3$, в то время как медь и большинство образующихся в ядерных реакциях радионуклидов (Co , Ni , Zn) остаются в растворе. Отделение ^{44}Ti от железа и других примесных радионуклидов проводили методом анионообменной хроматографии в водном растворе плавиковой кислоты. Титан вымывался из колонки в концентрированном растворе плавиковой кислоты.

ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ

Для успешного проведения исследования методом в.у.к. необходимо, чтобы ядра-зонды $^{44}\text{Ti} (^{44}\text{Sc})$ внедрились в узлы кристаллической решетки исследуемого образца (в нашем случае ^{44}Ti на место титана в TiO_2 или скандия в Sc_2O_3). Лучший способ осуществить это – ввести ядра-зонды на ранней стадии приготовления образца. Поэтому мы пользовались методом соосаждения. К растворам солей металлов исследуемого образца (в нашем случае Ti или Sc) добавляется препарат ^{44}Ti . Потом данный раствор вливали в концентрированный раствор аммиака. В результате образуется мелкодисперсный осадок из гидроксидов исходных металлов. Он промывается дистиллированной водой, помещается в платиновый тигль и в течение одного часа прогревается до 1400°C .

Такой порядок соосаждения дает однородный и мелкодисперсный осадок, что способствует более полной и быстрой диффузии реагирующих компонентов и распределению ядер-зондов в узлах кристаллической решетки образца. Типичная масса образца была ≈ 0.1 г, активность ≈ 100 кБк.

МОДИФИКАЦИЯ ДЕТЕКТОРНОЙ ЧАСТИ СПЕКТРОМЕТРА

Конструкция детекторных модулей спектрометра показана на рис. 5.

Для снижения эффективности регистрации γ -квантов 511 кэВ применялись “тонкие” (5 мм) кристаллы $\text{NaI}(\text{Tl})$. Эта толщина [13] обеспечивает почти полное поглощение γ -квантов с энерги-

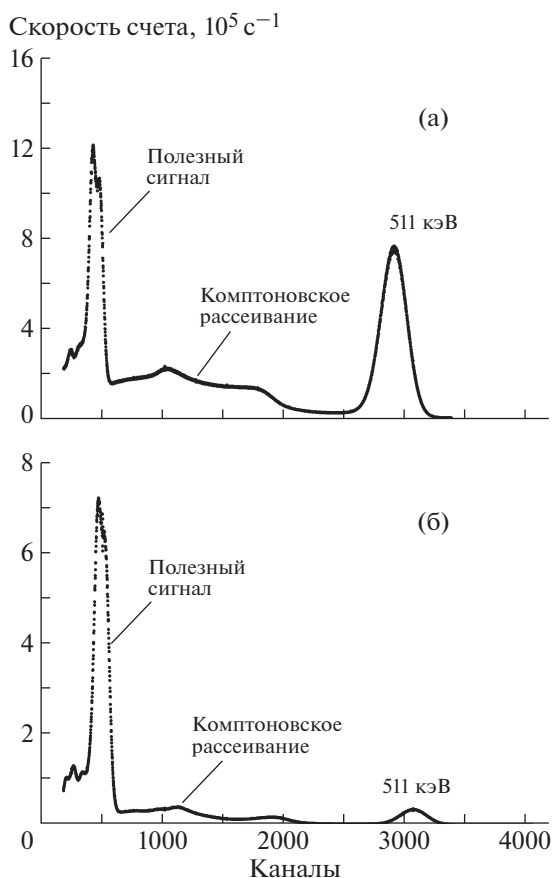


Рис. 6. Энергетические γ -спектры, полученные со сцинтилляционными кристаллами NaI(Tl) с размерами: **а** – \varnothing 40 и толщина 40 мм, **б** – \varnothing 50 и толщина 5 мм.

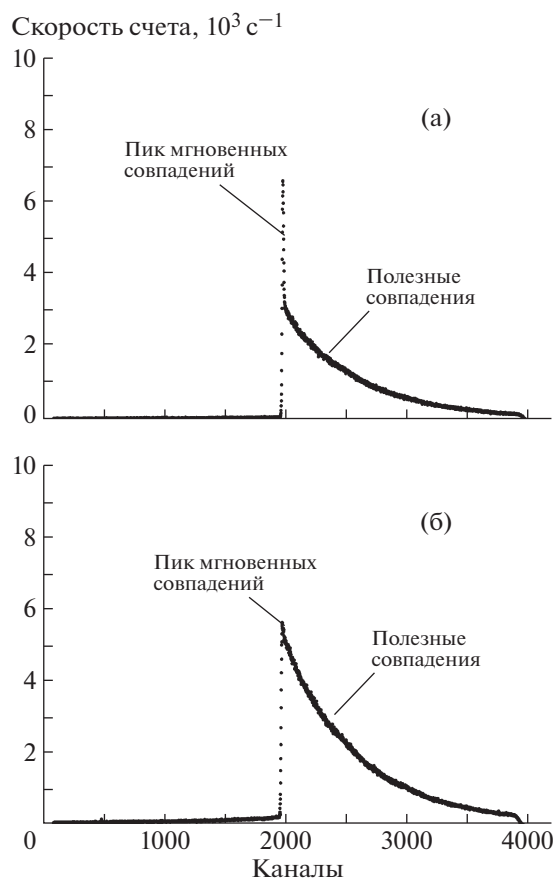


Рис. 7. Временной спектр задержанных γ - γ -совпадений, полученный между одной и той же парой детекторов со сцинтилляционными кристаллами NaI(Tl) с размерами: **а** – \varnothing 40 и толщина 40 мм, **б** – \varnothing 50 и толщина 5 мм.

ей < 80 кэВ, но значительно снижает поглощение γ -квантов с энергией 511 кэВ.

С целью повышения геометрической эффективности регистрации γ -квантов сцинтилляционные кристаллы имеют диаметр 50 мм. Поэтому они оптически связываются с ф.э.у. (диаметр фотокатода 40 мм) через световод, изготовленный из бесцветного оргстекла и окруженный диффузным отражателем из белого фторопласта.

NaI(Tl) выбран потому, что обеспечивает достаточно хорошее энергетическое разрешение (8% на линии 662 кэВ – ^{137}Cs) и временное разрешение (2 нс), более чем достаточное при времени жизни промежуточного уровня 155.6 нс. Кроме того, кристаллы NaI(Tl) недороги и широко доступны.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 6а показан энергетический γ -спектр ^{44}Sc , полученный со стандартным “толстым” сцинтилляционным кристаллом NaI(Tl) диаметром 40 и толщиной 40 мм. Пик 511 кэВ и его

спектр комптоновского рассеяния имеют общую площадь приблизительно в 2 раза больше площади полезного сигнала. С использованием “тонкого” кристалла NaI(Tl) диаметром 50 и толщиной 5 мм это соотношение меняется в пользу полезного сигнала, площадь которого примерно в 5 раз больше общей площади пика 511 кэВ и спектра комптоновского рассеяния. Таким образом, замена “толстых” кристаллов на “тонкие” ведет к 10-кратному повышению отношения полезного сигнала к “паразитному”. Это приводит к трехкратному увеличению полезных совпадений (экспонента в правой части спектров, рис. 7) и практически исчезновению пика мгновенных совпадений, что хорошо видно при сравнении спектров задержанных γ - γ -совпадений на рис. 7а и 7б.

На рис. 8 показаны спектры анизотропии $^{44}\text{Ti}(^{44}\text{Sc})$, внедренного в оксид титана (TiO_2 – рутит), полученных с “толстыми” (рис. 8а) и “тонкими” (рис. 8б) кристаллами.

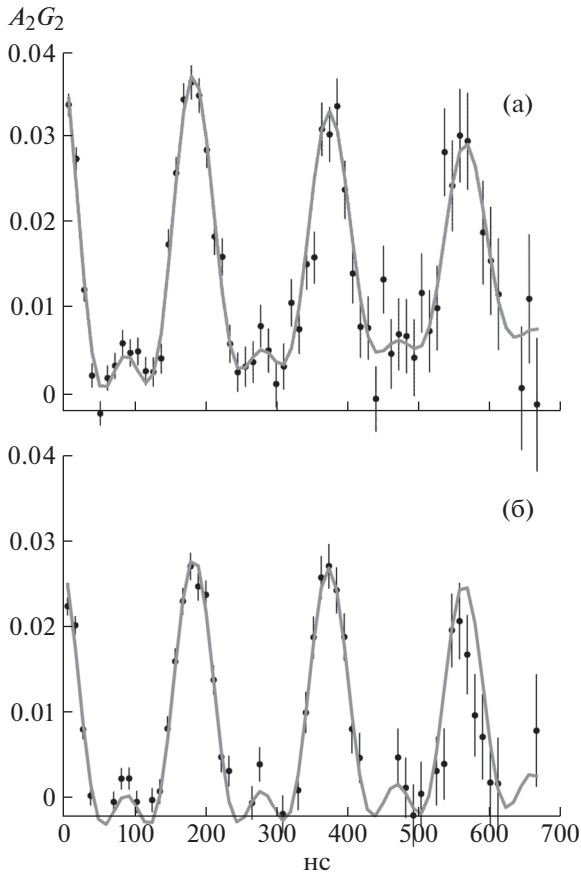


Рис. 8. Спектры анизотропии $^{44}\text{Ti}(^{44}\text{Sc})$, внедренного в оксид титана (TiO_2 – рутил), полученные со сцинтилляционными кристаллами $\text{NaI}(\text{Tl})$ с размерами: **а** – $\varnothing 40$ и толщина 40 мм, **б** – $\varnothing 50$ и толщина 5 мм.

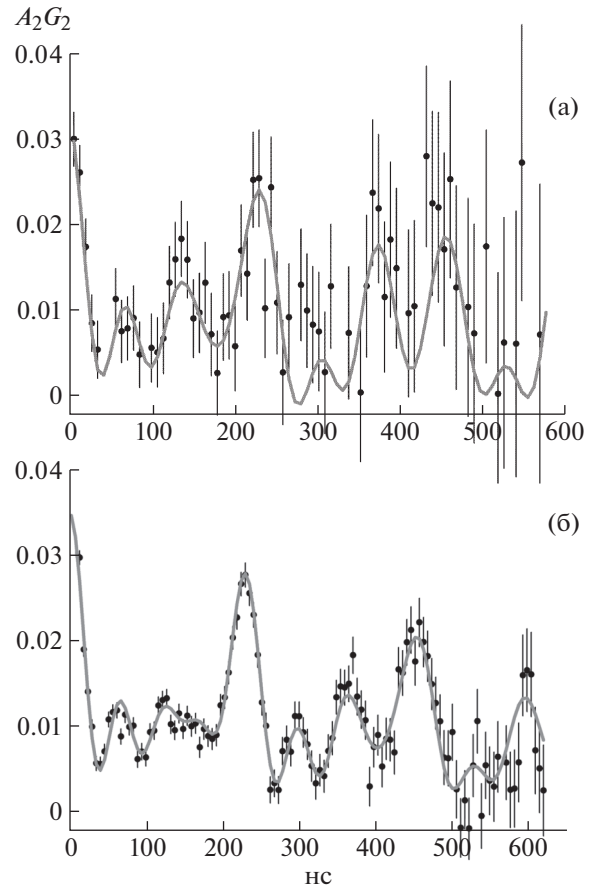


Рис. 9. Спектры анизотропии $^{44}\text{Ti}(^{44}\text{Sc})$, внедренного в оксид скандия, полученные со сцинтилляционными кристаллами $\text{NaI}(\text{Tl})$ с размерами: **а** – $\varnothing 40$ и толщина 40 мм, **б** – $\varnothing 50$ и толщина 5 мм.

Полученные на основе анализа квадрупольные частоты ω_Q (таблица) совпадают в пределах ошибок. Разница в том, что спектр на рис. 8а накапливался одну неделю с “толстыми” кристаллами, а спектр на рис. 8б – 2 дня с “тонкими” кристаллами. Аналогичным способом, с использованием ядра-зонда $^{44}\text{Ti}(\text{Sc})$ исследовали с.т.в. в оксиде скандия Sc_2O_3 (рис. 9).

Полученные два значения квадрупольных частот (ω_{1Q} и ω_{2Q}) соответствуют двум типам симметрии окружения иона Sc кислородными ионами. Они для случаев с “толстыми” и “тонкими” кристаллами совпадают в пределах ошибок (таблица).

Из таблицы видно, что наши результаты находятся в хорошем согласии с результатами работ [2, 3], в которых исследовались с.т.в. соответственно в TiO_2 и Sc_2O_3 . Наблюдаемая небольшая разница связана с разными методиками приготовления образцов.

Экспериментальное значение коэффициента анизотропии $A_2 = 0.035(1)$ (максимальное значе-

ние $A_2G_2(t)$ из спектров на рис. 8б после оценки поправок на телесные углы использованных нами детекторов [11, 14]) находится в хорошем согласии с теоретическим значением $A_2 = 0.04$ [11], а также с полученным $A_2 = 0.035$ в работе [2].

Применение кристаллов $\text{NaI}(\text{Tl})$ диаметром 50 и толщиной 5 мм позволило нам осуществить на-

Сравнение значений квадрупольных частот ω_Q в TiO_2 и ω_{1Q} , ω_{2Q} в Sc_2O_3 , полученных в данной работе и в [2, 3]

Кристаллы (работа)	TiO_2	Sc_2O_3	
	ω_Q , Мрад/с	ω_{1Q} , Мрад/с	ω_{2Q} , Мрад/с
“Толстые” (данная работа)	16.4(1)	23.1(1)	35.9(3)
“Тонкие” (данная работа)	16.4(1)	22.86(7)	35.2(2)
[2, 3]	16.14(6) [2]	22.31(6) [3]	34.1(2) [3]

бор спектра $^{44}\text{Ti}(\text{Sc})$, внедренного в Sc_2O_3 за 2 дня. В работе [3], где использовались кристаллы LaBr_3 диаметром 12 и толщиной 12 мм, тот же результат был получен за один месяц измерений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование тонких кристаллов для исследования в.у.к. с применением $^{44}\text{Ti}(\text{Sc})$ позволило на порядок повысить отношение полезного сигнала к паразитному сигналу, что приводит к более чем трехкратному уменьшению статистической ошибки, а это в три раза сокращает время эксперимента.

Стоит отметить осуществленный способ наработки ^{44}Ti и разработанную методику получения препарата ^{44}Ti .

Важное значение также имеет использованный метод синтеза образцов – соосаждение, который позволяет получать образцы, отвечающие требованиям метода в.у.к., и обеспечивает хорошую воспроизводимость результатов.

Совокупность этих факторов открывает реальную возможность исследовать методом в.у.к. сверхтонкие взаимодействия в зависимости от внешних воздействий с применением $^{44}\text{Ti}(\text{Sc})$.

Данная работа выполнена при поддержке грантов полномочных представителей республик Болгарии и Польши в ОИЯИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tsvyashchenko A.V., Nikolaev A.V., Velichkov A.I., Salamatin A.V., Fomicheva L.N., Ryasny G.K., Sorokin A.A., Kochetov O.I., Budzynski M., Michel K.H.* // Phys. Rev. 2010. V. B82. P. 092102. doi 10.1103/PhysRevB.82.092102
2. *Ryu S., Das S.K., Butz T., Schmitz W., Spiel C., Blaha P., Schwartz K.* // Phys. Rev. 2008. V. B77. P. 094124. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.77.094124>
3. *Richard D., Munõz E.L., Butz T., Errico L.A., Rentería M.* // Phys. Rev. 2010. V. B82. P. 035206. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.82.035206>
4. *Adloff J.P.* // Radiochimica Acta. 1978. V. 25. P. 5774. <https://doi.org/10.1524/ract.1978.25.2.57>
5. *Meares C.F., Sundberg M.W., Baldeschwieler J.D.* // Proc. Nat. Acad. Sci. (USA). 1972. V. 69. № 12. P. 3718. <http://www.jstor.org/stable/62071>
6. *Аксельрод З.З., Величков А.И., Королев Н.А., Кочетов О.И., Лебедев Н.А., Миланов М., Новгородов А.Ф., Тимкин В.В., Философов Д.В., Ширани Е.Н.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2001. Т. 65. № 7. С. 1077.
7. *Leipert T.K., Baldeschwieler J.D., Shirley D.A.* // Nature. 30 November 1968. V. 220. P. 907. doi 10.1038/220907a0
8. *Деягин Н.Н., Комиссарова Б.А., Крюкова Л.Н., Парфенова В.П., Сорокин А.А.* Сверхтонкие взаимодействия и ядерные излучения. М.: Изд-во МГУ, 1985.
9. *Abraham A., Pound R.V.* // Phys. Rev. 1953. V. 92. № 4. P. 943. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.92.943>
10. *Chen J., Sing B., Cameron J.A.* // Nuclear Data Sheets. 2011. V. 112. P. 2357. <https://www.nndc.bnl.gov/chart/chartNuc.jsp>. doi 10.1016/j.nds.2011.08.005
11. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия / Под ред. К. Зигбана. Т. 3. М.: Атомиздат, 1969.
12. *Brudanin V.B., Filossofov D.V., Kochetov O.I., Korolev N.A., Milanov M.V., Ostrovskiy I.V., Pavlov V.N., Salamatin A.V., Velichkov A.I., Timkin V.V., Fomicheva L.N., Tsvyaschenko A.V., Akselrod Z.Z.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2005. V. A547. P. 389. doi 10.1016/j.nima.2005.04.002
13. *Немец О.Ф., Гофман Ю.В.* Справочник по ядерной физике. Киев: Наукова думка, 1975.
14. *Фергюсон А.* Методы угловых корреляций в гамма-спектроскопии. М.: Атомиздат, 1969.