

УДК 539.1.074

ОДНОКРИСТАЛЬНАЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННАЯ ВРЕМЕННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ

В.А.Морозов, Н.В.Морозова

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	378
МЕТОД ЗАДЕРЖАННЫХ СОВПАДЕНИЙ	378
ОСОБЕННОСТИ МЕТОДА ОДНОКРИСТАЛЬНОЙ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОЙ ВРЕМЕННОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ	381
ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ СОВПАДЕНИЙ ОДНОКРИСТАЛЬНЫМ ВРЕМЕННЫМ СПЕКТРОМЕТРОМ	390
АНАЛИЗ ВРЕМЕННЫХ СПЕКТРОВ	391
ОДНОКРИСТАЛЬНЫЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ВРЕМЕН- НЫЕ СПЕКТРОМЕТРЫ	393
ОВС С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ	413
ОВС с Si(Au)-детектором.	413
ОВС с Ge-детектором.	414
ЭТАЛОННЫЕ РАДИОАКТИВНЫЕ ИСТОЧНИКИ ДЛЯ КАЛИБРОВКИ ОСВС	416
АМПЛИТУДНО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОСЛЕИМПУЛЬСОВ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ	420
Аппаратура.	421
Временные характеристики послеимпульсов.	421
Амплитудные характеристики послеимпульсов.	423
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	428

УДК 539.1.074

ОДНОКРИСТАЛЬНАЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННАЯ ВРЕМЕННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ

В.А.Морозов, Н.В.Морозова

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре подведены итоги развития методики однодетекторной временной спектрометрии для исследования короткоживущих изомерных и основных состояний радиоактивных атомов в нано- и микросекундном диапазоне. Отличительная особенность этой методики заключается в использовании 4π -геометрии измерений, что обеспечивает высокую эффективность регистрации задержанных совпадений. В Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ впервые реализован режим многомерных задержанных совпадений на одном детекторе. Трехмерный режим $E1 - T - E2$ позволяет помимо временного спектра регистрировать энергетические спектры, которые соответствуют переходам, заряжающим и разряжающим изомерные состояния. Дальнейшее развитие этой методики привело к созданию двухдетекторного четырехмерного спектрометра тройных совпадений, что продемонстрировало возможность эффективного применения автокорреляционного однокристалльного временного спектрометра для поиска изомерных состояний ядер при включении его в конфигурацию спектрометра «crystal ball». При этом для исследования ядер, имеющих изомерные состояния, отпадает необходимость применения низкоэффективного лазерного ионного источника в масс-сепараторе, что особенно важно при исследовании короткоживущих ядер в «on-line»-экспериментах. Диапазон времен жизни, доступных для изучения однодетекторными спектрометрами задержанных совпадений, простирается от 4 нс до 100 с. Создан набор калибровочных источников задержанных совпадений, перекрывающий временной диапазон от 4 нс до 4 мкс и энергетический диапазон, начинающийся с 10 кэВ. Так как низкоэнергетические переходы перекрываются с энергетическим спектром послепульсов ФЭУ, то было проведено изучение амплитудно-временных характеристик послепульсов для некоторых типов фотоумножителей.

Development of the single-detector time spectrometry procedure for investigation of short-lived isomeric and ground states of radioactive atoms in the nano- and microsecond range is summed up. A distinctive feature of the procedure is measurement in the 4π -geometry, which ensures a high recording efficiency for delayed coincidences. The mode of multidimensional delayed coincidences in one detector was first implemented at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR. The three-dimensional $E1 - T - E2$ mode allows energy spectra corresponding to transitions exciting and de-exciting isomeric states to be recorded in addition to the time spectrum. Further development of this technique resulted in construction of a two-detector four-dimensional triple-coincidence spectrometer and thus demonstrated that the autocorrelation single-crystal time spectrometer, when included in the «Crystal Ball» configuration, can be effectively used to search for nuclear isomeric states. It becomes possible to investigate nuclei that have isomeric states without a low-efficiency laser ion source in the mass-separator, which is particularly important for investigation of short-lived nuclei in on-line experiments. The life-times accessible for single-detector delayed-coincidence spectrometers range from 4 ns to 100 s. A set of calibration sources of delayed coincidences for the time range from 4 ns to 4 μ s and for energies from 10 keV is developed. Since the low-energy transition overlap the energy spectrum of photomultiplier afterpulsing, the amplitude-time characteristics of afterpulsing were studied for some types of photomultipliers.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение временной корреляции между моментом образования возбужденного состояния в ядре и моментом его распада является одним из наиболее эффективных методов изучения строения ядра. Определение времен жизни основных и возбужденных состояний ядер дает возможность установить границу стабильности ядер и природу этих состояний. Сравнение приведенных вероятностей переходов определенной мультипольности с расчетами в рамках различных моделей ядра позволяет определить применимость той или другой модели к рассматриваемому кругу ядер и состояний. Таким образом, выявление изомерных состояний и установление их природы дает возможность определения широкого круга ядерных констант: параметров взаимодействия, электрических и магнитных моментов ядерных состояний и т.д., что способствует развитию теории ядра. Метод однокристалльной сцинтилляционной временной спектрометрии (ОСВС) является одним из вариантов метода задержанных совпадений и его характерная особенность заключается в высокой эффективности регистрации совпадений, обусловленной использованием только одного детектора, регистрирующего ядерное излучение в геометрии, которая может достигать 4π . Следствием этого является возможность исследования времен жизни в широком временном интервале — от наносекунд до 100 с — при высоком отношении числа истинных к случайным совпадениям.

1. МЕТОД ЗАДЕРЖАННЫХ СОВПАДЕНИЙ

На начальном этапе исследования радиоактивности использование одного детектора для определения периода полураспада радиоактивных ядер сводилось к изучению функциональной зависимости изменения скорости счета радиоактивного излучения от времени. В методе задержанных совпадений времена жизни возбужденных или основных короткоживущих состояний ядер определяются по временному распределению интервалов времени между моментом возникновения возбужденного состояния и моментом его распада [1–8]. При исследовании радиоактивного распада ядер эти моменты соответствуют времени регистрации излучения, заселяющего и разряжающего изучаемое состояние. При исследовании радиоактивного распада в стандартном спектрометре задержанных совпадений используются, по крайней мере, два детектора ядерного излучения, два дискриминатора или временных формирователя (ВФ), времяамплитудный преобразователь (ВАП), а также ряд других блоков. Принципиальная блок-схема спектрометра приведена на рис. 1. Линейные усилители (ЛУ) и дифференциальные дискриминаторы (ДД) обеспечивают выделение излучения определенной энергии, а медленная схема совпадений (МСС) — регистрацию только отобранных совпадений. Многоканальный анализатор (МКА) обеспечивает регистрацию временных спектров,

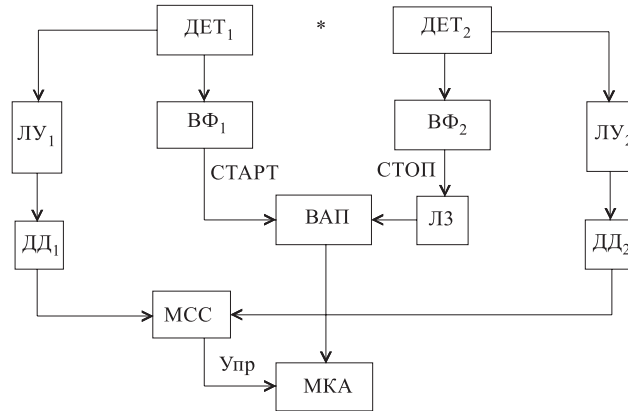


Рис. 1. Блок-схема спектрометра задержанных совпадений

ЛЗ — линия задержки. При изучении мгновенных совпадений разрешающее время МСС не превосходит времени разброса фронтов совпадающих импульсов, а при поиске изомеров оно должно равняться изучаемому временному интервалу.

В измерениях временных интервалов как в наносекундном, так и в микросекундном диапазоне наибольшее распространение получили преобразователи типа СТАРТ–СТОП. Преобразование интервалов времени в электронный сигнал осуществляется или в аналоговой форме с использованием ВАП, амплитуда импульса на выходе которого пропорциональна разности времени срабатывания дискриминаторов СТАРТ и СТОП, или в цифровой форме, когда цифровой код (число импульсов от внутреннего генератора времяцифрового преобразователя (ВЦП)) пропорционален исследуемому интервалу времени. Существует также метод прямой регистрации времени появления материнского и дочернего излучения с помощью ЭВМ и вычисления при дальнейшей обработке соответствующего интервала времени. В случае образования возбужденного состояния в ядерной реакции точкой отсчета момента его возникновения (сигнал СТАРТ) может служить импульс синхронизации с ускорителя или прерывателя пучка заряженных или нейтральных частиц.

Установление времени жизни возбужденного состояния ядра τ в методе задержанных совпадений связано с определением постоянной экспоненциального распада λ при анализе плотности вероятности появления запаздывающего излучения в момент времени t после заселения изомерного состояния. Это распределение описывается следующим образом:

$$\begin{cases} f(t) = 0 & \text{для } t < 0, \\ f(t) = \lambda e^{-\lambda t} & \text{для } t > 0, \text{ где } \lambda = 1/\tau. \end{cases} \quad (1)$$

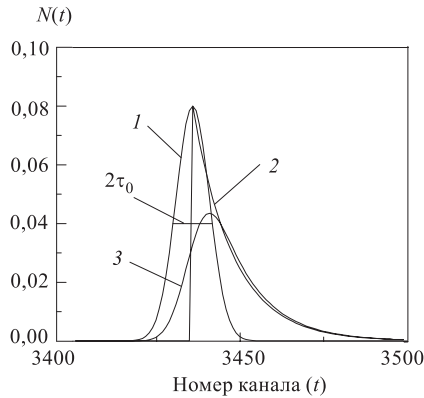


Рис. 2. Вид нормированных распределений мгновенных и задержанных совпадений

лучения (кривая 2), $F(t)$ — ожидаемое экспериментально измеренное временное распределение (кривая 3). Поэтому при анализе кривой задержанных совпадений (КЗС) необходимо знать аппаратное временное разрешение спектрометра $2\tau_0$, форму кривой мгновенных совпадений (КМС) и величину фона случайных совпадений. На рис. 2 приведен вид КМС, когда ее форма аппроксимируется нормальным распределением

$$P(t) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (3)$$

где стандартное отклонение $\sigma = \frac{2\tau_0}{2}\sqrt{2\ln 2}$ или $2\tau_0 = 2,35\sigma$.

Временное разрешение и форма КМС играют важную роль при определении коротких времен жизни, сравнимых с разрешающим временем спектрометра совпадений $2\tau_0$. Точное знание формы фона случайных совпадений особенно важно при анализе времен жизни уровней при $\tau \gg 2\tau_0$.

Рассматриваемая нами методика измерения времен жизни ограничивается рассмотрением только тех случаев, когда $\tau \gg 2\tau_0$. Поэтому результаты экспериментов будут сведены к анализу временных распределений вида:

$$N(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} + B, \quad (4)$$

$$N(t) = \sum_{i=1}^n \lambda_i N_i e^{-\lambda_i t} + B$$

при возбуждении одного или нескольких изомерных состояний в ядре (i — число возбужденных изомерных состояний, B — фоновое распределение).

Период полураспада возбужденного состояния $T_{1/2} = \ln 2 \cdot \tau = 0,693\tau$. Так как аппаратура имеет конечное временное разрешение, то в результате свертки экспоненциального распределения, характеризующего распад возбужденного состояния, вид кривой видоизменяется, как показано на рис. 2 и как следует из выражения (1):

$$F(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t')P(t-t')dt', \quad (2)$$

где $P(t)$ — временное распределение, описывающее аппаратное разрешение (кривая 1) и $f(t')$ — временное распределение от запаздывающего излучения

Заметим, что мы не рассматриваем такой вариант однодетекторного временного спектрометра, в котором используется корреляционный метод для определения времени жизни, основанный на анализе статистических свойств скоростей счета излучений, заселяющих и разряжающих изомерное состояние и зависящих от наличия временной корреляции между этими событиями [9, 10]:

$$F(t) = \overline{m\bar{d}} - \overline{m}\bar{d},$$

$$F_n(t) = \frac{1}{n} \sum m_i d_i - \frac{1}{n^2} \sum m_i \sum d_i, \quad (5)$$

где m_i — скорость счета материнской активности, d_i — скорость счета дочерней активности, n — число серий измерений.

2. ОСОБЕННОСТИ МЕТОДА ОДНОКРИСТАЛЬНОЙ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОЙ ВРЕМЕННОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

Вопросы, которые встают при использовании ОСВС, связаны с необходимостью установления предела измеряемых коротких времен жизни, эффективности регистрации совпадений и установления нижнего порога регистрируемых энергий. Применение однокристального временного спектрометра задержанных совпадений (ОВС) предполагает последовательную регистрацию излучений, заряжающих и разряжающих исследуемое состояние, одним детектором. В качестве детекторов могут быть использованы практически любые виды электронных детекторов ядерного излучения, позволяющие обеспечить геометрию измерений вплоть до 4π и достаточно высокую эффективность регистрации излучения. Могут быть применены сцинтилляционные неорганические кристаллы с колодцем, пластмассовые сцинтилляторы с внедренными радиоактивными изотопами или полупроводниковые детекторы, чувствительный объем которых содержит радиоактивные изотопы. Естественно встает вопрос о предельно коротком и предельно большом времени жизни состояния, которое можно измерить подобным методом. Ответ на этот вопрос можно получить как в качественном, так и в количественном виде. Качественную информацию о временах жизни уровней можно получить из анализа энергетических спектров сумм, получаемых, например, в спектрометрах полного поглощения на основе кристаллов NaI(Tl) большого объема [11] или в полупроводниковых Ge-детекторах с колодцем [12]. Если в спектрах появляются линии, соответствующие сумме каскадных переходов, то можно утверждать, что промежуточное состояние живет меньше, чем время высвечивания сцинтиллятора или время сбора заряда в ППД. В этом случае время жизни состояния не превышает долей микросекунды. Плохое энергетическое разрешение сцинтилляционных детекторов с пластмассовыми сцинтилляторами, но с малым временем высвечивания позволяет проводить подобный анализ только

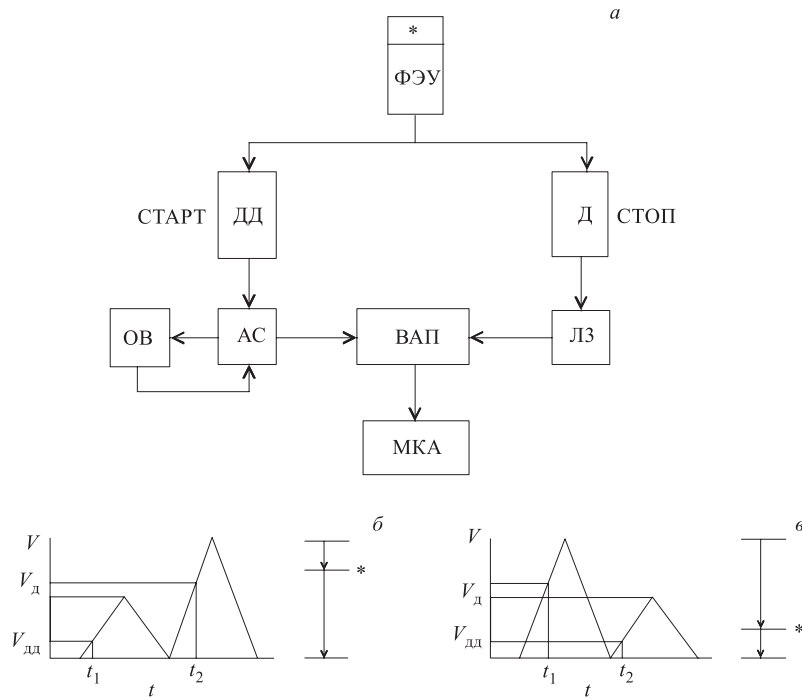


Рис. 3. Блок-схема однокристального временного спектрометра

в случае наличия сильноконвертированных каскадных переходов, заселяющих и разряжающих изомер. Граница оценки времен жизни промежуточных уровней в этом случае понижается до нескольких наносекунд.

Количественную информацию о временах жизни состояний можно получить, изучая интервалы времени, соответствующие зарядке и разрядке изомерных состояний, применяя стандартную схему задержанных совпадений (рис. 3, *a*). На этом рисунке АС (схема антисовпадений) и ОВ (одновибратор) включены, чтобы уменьшить входную нагрузку ВАП по каналу СТАРТ, ДД — дифференциальный и Д — интегральный дискриминаторы, имеющие разные пороги срабатывания и выделяющие переходы, соответствующие сигналам СТАРТ и СТОП, $t_2 - t_1$ характеризует интервал времени между последовательно регистрируемыми импульсами. Возможность определения предельно короткого времени жизни уровня при данной постановке опыта (рис. 3, *б*) непосредственно связана с длительностью анализируемого импульса. Необходимо иметь в виду, что запаздывающим может быть импульс как с большей, так и с меньшей амплитудой. Очевидно, что корректное определение периода полураспада возможно только при полном разделении во времени импульсов,

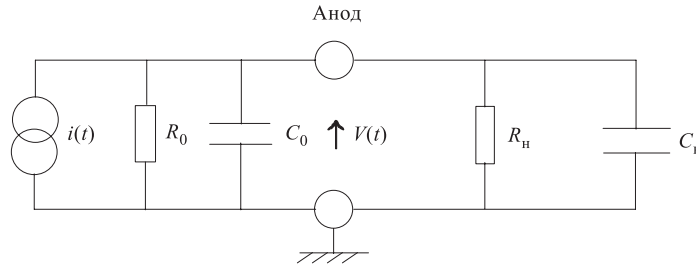


Рис. 4. Эквивалентная схема фотоумножителя

связанных с заселением и разрядкой изомерного состояния. При наложении переднего фронта второго импульса на спад первого импульса измерения также возможны, но ошибка в определении $T_{1/2}$ будет зависеть от максимальной энергии излучения, разряжающего изомерный уровень, и от уровня порога Д.

В случае, представленном на рис. 3, в, при использовании дифференциального дискриминатора ДД, выделяющего низкоэнергетическое излучение, возникает новое ограничение на возможность определения минимального интервала времени. Это ограничение связано с величиной мертвого времени дифференциального дискриминатора.

Для оценки предельно достижимого измеряемого периода полураспада в методе ОСВС были проведены вычисления формы импульса тока (длительности импульса) на выходе ФЭУ при использовании различных сцинтилляторов и фотоумножителей. Эквивалентная схема ФЭУ, являющегося идеальным источником тока, представлена на рис. 4, где R_0 — внутреннее сопротивление ФЭУ ($R_0 > 10^{12}$ Ом) и емкость $C_0 < 10$ пФ, R_n и C_n — нагрузочные сопротивление и емкость на выходе ФЭУ. В расчете была учтена постоянная времени ФЭУ, определяемая как RC , элементами которой являются $R = R_0 R_n / (R_0 + R_n)$ и $C = C_0 + C_n$. Анализ формы импульса тока проводился для $R_n = 50$ Ом и $C = 10$ пФ. Постоянная времени ФЭУ RC была равна в этом случае 0,5 нс. Были рассмотрены три типа фотоумножителей — R7400U, ФЭУ-87 и XP2020Q (табл. 1) и некоторые сцинтилляторы (табл. 2). Временная дисперсия ФЭУ σ определялась из соотношения $t_\phi = 1,2\sigma$, приведенного в работе [13].

Для описания формы импульса тока при засветке ФЭУ бесконечно короткой световой вспышкой можно воспользоваться функцией Гаусса

$$I(t) = \frac{Q}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-(t-t_d)^2/2\sigma^2}, \quad (6)$$

где Q — величина заряда, t_d — временной интервал между моментом засветки фотокатода ФЭУ и появлением сигнала на аноде ФЭУ (время полета

Таблица 1. Временные характеристики фотоумножителей

Тип ФЭУ	Спектральная чувствительность, нм	t_{ϕ} , нс	σ , нс
R7400U	300–650	0,78	0,65
ФЭУ-87	300–600	1,5	1,25
XP2020Q	150–670	1,6	1,33

Таблица 2. Основные характеристики некоторых сцинтилляторов

Тип сцинтиллятора	Относительная конверсионная эффективность	ρ , г/см ³	τ_p , нс	τ_s , нс	Относительная интенсивность f_s	λ_p^* , нм
BC-422Q	0,19	1,032	0,7	–	–	370
BC-422	0,55	1,032	1,6	–	–	370
NE 111	0,55	1,032	1,7	12,5	0,12	375
Стильбен	0,50	1,16	4,5	33	0,11	410
Антрацен	1,00	1,25	30	–	–	447
NaI(Tl)	2,30	3,67	230	–	–	413
CsF	0,22	4,64	2,8	–	–	390
BaF ₂	0,46	4,88	0,6	620	0,80	220
BGO	0,18	7,13	300	–	–	480

* λ_p соответствует максимальной интенсивности быстрой компоненты в спектре высвечивания сцинтиллятора.

электронов). При засветке ФЭУ световыми вспышками от сцинтиллятора со временем высвечивания τ

$$I(t) \sim \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau}, \quad (7)$$

а так как для большинства сцинтилляторов помимо основной компоненты со временем высвечивания τ обнаружена и вторая компонента с гораздо большим временем высвечивания, то форма импульса тока имеет вид

$$I(t) \sim \frac{f}{\tau_p} e^{-t/\tau_p} + \frac{(1-f)}{\tau_s} e^{-t/\tau_s}, \quad (8)$$

где f характеризует относительную интенсивность быстрой τ_p и $(1-f)$ — медленной τ_s компонент высвечивания сцинтиллятора. Результат свертки экс-

попонациального распада с конечным временным разрешением ФЭУ приводит к следующему выражению:

$$I(t) = \frac{Q}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_0^t e^{-(t-t_d-t')^2/2\sigma^2} \left(\frac{f}{\tau_p} e^{-t'/\tau_p} + \frac{(1-f)}{\tau_s} e^{-t'/\tau_s} \right) dt'. \quad (9)$$

При анализе формы импульсов от быстрых пластмассовых сцинтилляторов учитывалась также постоянная времени ФЭУ $RC = 0,5$ нс. В этом случае форма импульса тока будет определяться сверткой выражения (6) с функцией $e^{-t/RC}$. Выражение (7) преобразуется, соответственно, в выражение

$$I(t) \sim \frac{1}{RC - \tau} \left[e^{(-t/\tau)} - e^{(-t/RC)} \right]. \quad (10)$$

А выражение (8) будет иметь вид

$$I(t) = \frac{Q}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_0^t e^{-(t-t_d-t')^2/2\sigma^2} \left(\frac{f}{\tau_p} (e^{-t'/\tau_p} - e^{-t'/RC}) + \frac{(1-f)}{\tau_s} (e^{-t'/\tau_s} - e^{-t'/RC}) \right) dt'. \quad (11)$$

Момент $t = 0$ соответствует времени возбуждения сцинтиллятора. В своих расчетах мы не учитывали время нарастания сцинтилляции, так как время нарастания фронта импульса ФЭУ имеет обычно тот же порядок величины.

Результаты анализа импульсов тока для фотоумножителей R7400U и XR2020Q представлены на рис. 5, 6 и в табл. 3. На этих рисунках представлен временной отклик собственно ФЭУ, отклик ФЭУ с сопротивлением нагрузки и отклик ФЭУ с сопротивлением нагрузки и двумя типами быстрых сцинтилляторов. Так как временная дисперсия фотоумножителей ФЭУ-87 и XR2020Q отличается незначительно, то для них нами были получены сходные результаты, характеризующие длительность импульса тока с выхода ФЭУ.

На рис. 7 приведен вид импульса тока, полученного от неорганического сцинтиллятора ВаF₂, который обладает высокой эффективностью регистрации γ -излучения. Реализация хороших временных свойств этого сцинтиллятора при использовании его в ОВС будет возможна при условии разрядки изомерного состояния более жестким излучением, чем его зарядка. В этом случае влияние медленной компоненты может быть исключено.

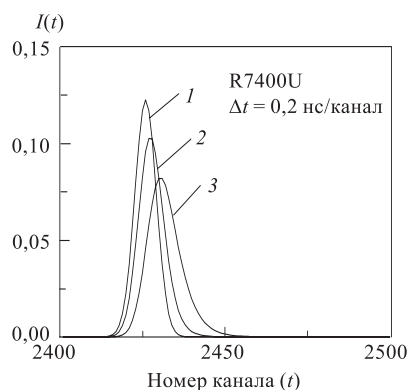


Рис. 5. Форма импульса тока на выходе ФЭУ R7400U при засветке от световой вспышки: 1 — R_0C_0 , 2 — RC и 3 — RC + сцинтиллятор BC-422Q

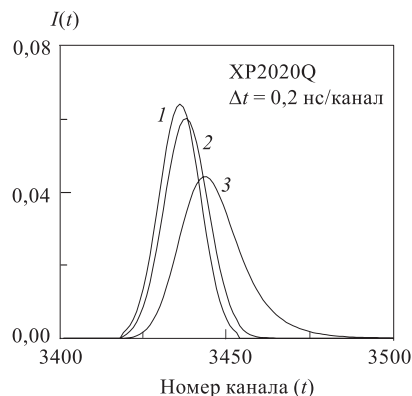


Рис. 6. Форма импульса тока на выходе ФЭУ XP2020Q при засветке от световой вспышки: 1 — R_0C_0 , 2 — RC и 3 — RC + сцинтиллятор BC-422Q

Таблица 3. Длительность импульса тока на выходе ФЭУ

Тип ФЭУ	Тип засветки	$T_{0,5}$, нс	$T_{0,10}$, нс	$T_{0,01}$, нс
R7400U	СД ($R_a C_0^*$)	1,6	2,8	4,0
	СД (RC^*)	1,8	3,4	5,0
	BC-422Q	2,2	4,4	6,6
XP2020Q	NE 111	4	9	23
	Стильбен	6	15	27
	Антрацен	20	69	138
	BaF ₂	3,5	7	>1000
	CsF	4,5	11	18,5
	NaI(Tl)	159	530	>1000

*При засветке ФЭУ бесконечно короткой световой вспышкой от светодиода (СД). $R_a = 1$ Ом.

Проведенные оценки показывают, что для данных фотоумножителей при допущении наложения двух импульсов на уровне 0,1 от полной амплитуды меньшего импульса возможно определение периодов полураспада возбужденных состояний, начиная с 3–4 нс. При этом отношение числа зарегистрированных истинных событий к случайным будет определяться числом периодов полураспада исследуемого состояния, регистрируемых в выбранном времен-

ном интервале. В табл. 1 и 3 представлены данные по малогабаритному фотоумножителю R7400U фирмы «Hamamatsu» с диаметром фотокатода $d = 9,4$ мм и длиной $11,5$ мм, обладающему крутым фронтом импульса и малой временной дисперсией. Использование этих фотоумножителей позволяет, в принципе, еще понизить порог регистрации измеряемых времен жизни уровней однокристалльным методом, воспользовавшись при этом эффектом Черенкова при прямой регистрации заряженных частиц во входном окне фотокатода ФЭУ или в стеклянном конверторе с большим коэффициентом преломления вместо пластмассового сцинтиллятора. Так

как длительность черенковского излучения не будет превышать время торможения электронов в стекле ($\Delta t < 10$ пс), то световой импульс можно рассматривать как δ -функцию, и импульс тока на выходе ФЭУ будет целиком определяться временной дисперсией ФЭУ и RC -цепочкой, формирующей токовый импульс на выходе ФЭУ. Эта методика может оказаться пригодной для идентификации короткоживущих основных состояний нейтроноизбыточных ядер, возникающих в ядерных реакциях с малыми сечениями образования и претерпевающих последовательный β^- -распад. На рис. 8 и 9 приведены временные и энергетические спектры, полученные на двухдетекторном сцинтилляционном спектрометре совпадений, которые характеризуют эффективность регистрации черенковского излучения от источника ^{60}Co спектрометром с ФЭУ XR2020Q. В качестве детектирующего материала применялся пластмассовый сцинтиллятор NE111 ($d = 20$ мм, $l = 15$ мм), плексигласовый световод ($d = 30$ мм, $l = 40$ мм) и фотокатод ФЭУ. Видно, что наблюдается эффект регистрации черенковского излучения фотокатодом ФЭУ и плексигласовым световодом, сравнимый с регистрацией излучения пластмассовым сцинтиллятором малого объема.

На рис. 10 приведен пример измерения периода полураспада ^{212}Po ($T_{1/2} = 298$ нс) в 2π -геометрии на сцинтилляционном ОВС с регистрацией черенковского излучения, генерируемого β^- - и α -частицами на стеклянном фотокатод ФЭУ 56AVP. Источник представляет собой кусочек металлического ^{232}Th с размерами $3 \times 3 \times 0,2$ мм. Несмотря на сильное самопоглощение β^- - и α -частиц в источнике, наблюдаемый эффект весьма значителен (фон случайных совпадений не превышает 6 отсчетов). На этом же рисунке приведен временной спектр, полученный на источнике ^{60}Co в том же интервале

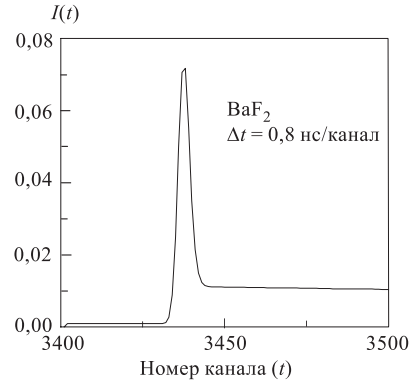


Рис. 7. Форма импульса тока на выходе ФЭУ XR2020Q со сцинтиллятором BaF_2

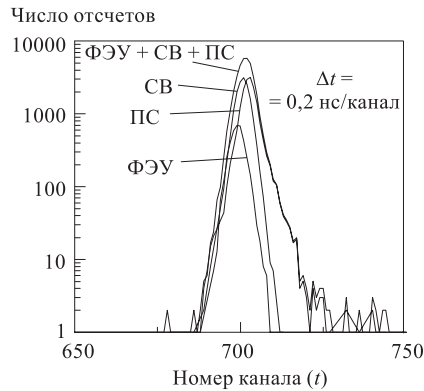


Рис. 8. Временное разрешение ФЭУ ХР2020Q при регистрации черенковского излучения входным окном ФЭУ, пластмассовым сцинтиллятором (ПС) и световодом (СВ)

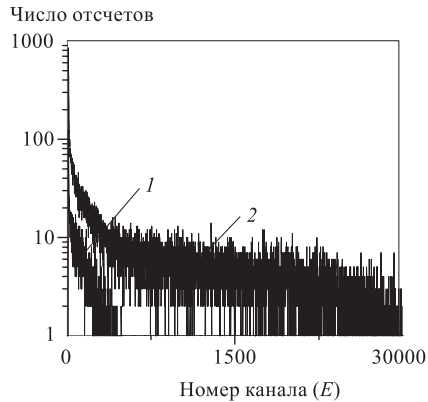


Рис. 9. Энергетический спектр (1) черенковского излучения от фотокаатода ФЭУ; спектр комптоновского распределения (2), полученный на источнике ^{60}Co (ФЭУ+СВ+ПС)

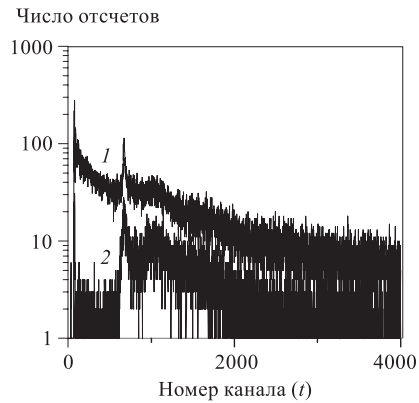


Рис. 10. Временные распределения от источников ^{232}Th и ^{60}Co на ФЭУ: 1 — ^{232}Th ($T_{1/2} = 298$ нс, ^{212}Po); 2 — ^{60}Co , $\Delta t = 0,75$ нс/канал

времени и при той же загрузке. Искомое экспоненциальное распределение тянется до 600 канала, далее на него накладывается спектр послеимпульсов, идентичный спектру на источнике ^{60}Co .

Для каждого варианта метода задержанных совпадений, например, однодетекторного, двухдетекторного и т.д., существует не только нижний предел измеряемых времен жизни, но и верхний, который связан со статистической природой метода совпадений, используемым телесным углом и эффективностью регистрации излучения. Временное распределение истинных совпадений, т.е. соответствующих генетически связанным переходам, заселяющим и разряжающим исследуемое состояние, будет определяться выражением

$$N_{\text{ист}}(t) = N_0 \varepsilon_1 \varepsilon_2 f e^{-\lambda t}. \quad (12)$$

Предполагается, что измерения проводятся в геометрии 4π , параметры ε_1 , ε_2 характеризуют эффективности регистрации соответствующих излучений,

f — доля распадов, идущих на изомерное состояние, а N_0 — число радиоактивных ядер. Число случайных совпадений, т.е. совпадений от генетически не связанных переходов, определяется как

$$N_{\text{сл}} = \Delta t N_1 N_2, \quad (13)$$

где Δt — исследуемый временной диапазон, $N_1 = \varepsilon_0 N_0$ (скорость счета импульсов СТАРТ) и $N_2 = \varepsilon_0 N_0 (1 - \varepsilon_1 \varepsilon_2 f)$ (скорость счета импульсов СТОП); ε_0 — полная эффективность регистрации излучения сцинтилятором. Отношение истинных задержанных совпадений к случайным равно

$$\frac{N_{\text{ист}}}{N_{\text{сл}}} = \frac{f \varepsilon_1 \varepsilon_2}{\Delta t N \varepsilon_0^2 (1 - \varepsilon_1 \varepsilon_2 f)} \int_0^t e^{-\lambda t} dt. \quad (14)$$

Выбор временного диапазона Δt определяется необходимостью обеспечения 100 % регистрации истинных совпадений и необходимостью определения общего уровня случайных совпадений за пределами временного диапазона зарегистрированных истинных совпадений. Поэтому этот диапазон разумно ограничить пределами, не превышающими 5τ , что будет соответствовать регистрации почти 100 % случаев распада изучаемого состояния. В этом случае отношение

$$\frac{N_{\text{ист}}}{N_{\text{сл}}} = \frac{f \varepsilon_1 \varepsilon_2}{5\tau N_0 \varepsilon_0^2 (1 - \varepsilon_1 \varepsilon_2 f)}. \quad (15)$$

Предполагается, что интенсивность радиоактивного источника N_0 постоянна.

Следует отметить, что распределение случайных совпадений может иметь сложную структуру в зависимости от способов формирования и отбора совпадающих импульсов, загрузочных характеристик электронной аппаратуры и типа применяемого ВАП. В методе задержанных совпадений различают случайные совпадения первого порядка, определяемые выражением (13), и совпадения более высоких порядков, которые обусловлены или повышенными загрузками детекторов, или влиянием разрешающего времени спектрометра в цепях энергетического отбора. Распределение случайных совпадений первого порядка, измеренное с помощью ВАП, работающего по принципу СТАРТ — СТОП, будет постоянным по всему диапазону при выполнении условий

$$N_2 \ll 1/\Delta t. \quad (16)$$

Поэтому проведение измерений времен жизни состояния с $\tau = 100$ мкс потребует применения источника с активностью не более сотни отсчетов в секунду. В тех случаях, когда $N_2 > 1/\Delta t$, распределение случайных совпадений будет носить экспоненциальный характер:

$$N(t) = (N_0 e^{-\lambda t} + N_{\text{сл}}) e^{-N_2 t}. \quad (17)$$

Вопросы формирования спектров случайных совпадений более высоких порядков рассмотрены в работах [14–18].

Возможность использования метода задержанных совпадений для измерения времен жизни уровней в секундном диапазоне вплоть до 100 с была реализована в работах [14, 18] путем применения режима измерений МУЛЬТИСТОП. Таким образом, можно констатировать, что временной диапазон, перекрываемый однокристалльным сцинтилляционным временным спектрометром, может простирается от нескольких наносекунд до 100 с.

3. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ СОВПАДЕНИЙ ОДНОКРИСТАЛЬНЫМ ВРЕМЕННЫМ СПЕКТРОМЕТРОМ

Очевидно, что если эффективность регистрации совпадений двухдетекторным спектрометром постоянна, то эффективность ОСВС зависит от длительности сформированного импульса на выходе ФЭУ и мертвого времени дискриминатора. На рис. 11 приведена диаграмма эффективностей регистрации задержанных совпадений двухдетекторным временным спектрометром (ДВС) (2π -геометрия для каждого детектора) и сцинтилляционным ОВС в зависимости от t_m , где $t_m = t_{\text{имп}} + t_{\text{диск}}$, $t_{\text{имп}}$ — длительность импульса, а $t_{\text{диск}}$ — мертвое время дискриминатора. На диаграмме приведены значения эффективности регистрации совпадений, соответствующие различным временам жизни состояний. Заметим, что эффективности регистрации совпадений относятся к каскадам переходов одинаковой интенсивности. Также отметим, что реализация 2π -геометрии для каждого из детекторов двухдетекторного спектрометра в большинстве случаев затруднительна, так что эффективность регистрации совпадений может быть существенно ниже верхнего предела эффективности, равного 0,25 для спектрометра данного типа. Рассматриваемая методика предназначена в основном для поиска изомерных состояний, которые, как правило, заряжаются или разряжаются сильноконвертированными низкоэнергетическими переходами или β -частицами. Эта методика также применима для исследования послеимпульсов в ФЭУ. Основной тип сцинтилляторов, особенно для поиска наносекундных состояний, это пластмассовые

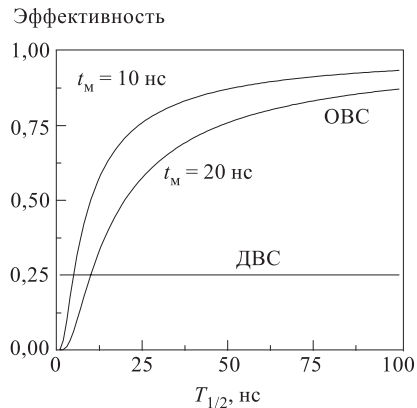


Рис. 11. Эффективность регистрации задержанных совпадений двухдетекторным спектрометром и сцинтилляционным ОВС

Эффективность регистрации совпадений двухдетекторного спектрометра в большинстве случаев затруднительна, так что эффективность регистрации совпадений может быть существенно ниже верхнего предела эффективности, равного 0,25 для спектрометра данного типа. Рассматриваемая методика предназначена в основном для поиска изомерных состояний, которые, как правило, заряжаются или разряжаются сильноконвертированными низкоэнергетическими переходами или β -частицами. Эта методика также применима для исследования послеимпульсов в ФЭУ. Основной тип сцинтилляторов, особенно для поиска наносекундных состояний, это пластмассовые

сцинтилляторы с малым временем высвечивания. Пробеги электронов в таких сцинтилляторах (рис. 12) [19] позволяют обеспечить при толщине сцинтиллятора в несколько миллиметров почти 100% эффективность регистрации заряженных частиц (конверсионных электронов, β -частиц, α -частиц), возникающих при радиоактивном распаде. Сцинтилляционные детекторы позволяют широко варьировать типы и размеры сцинтилляторов для обеспечения высокоэффективной регистрации желаемого вида излучения. Помимо пластмассовых сцинтилляторов при измерениях микросекундных времен жизни состояний используются неорганические сцинтилляторы NaI(Tl) с колодцем, которые обеспечивают высокую эффективность регистрации γ -излучения и лучшее энергетическое разрешение по сравнению с пластмассовыми сцинтилляторами. Использование полупроводниковых детекторов фактически ограничивается применением только поверхностно-барьерных детекторов для измерения микросекундных времен жизни, хотя известен пример измерения времени жизни состояния 56,5 кэВ в ^{74}Ga , который входил в состав Ge-детектора [20].

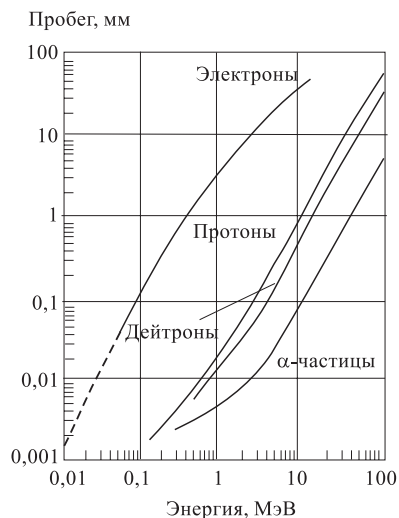


Рис. 12. Пробеги частиц в пластмассовом сцинтилляторе [19]

4. АНАЛИЗ ВРЕМЕННЫХ СПЕКТРОВ

Анализ временных спектров может носить качественный и количественный характер. Как уже отмечалось, данная методика характеризуется малым аппаратным разрешением (менее 100 пс) по сравнению с измеряемыми временами жизни $2\tau_0 \ll \tau$, поэтому при регистрации изомера, соответствующего этой оценке, запаздывающее излучение будет иметь экспоненциальное распределение. Если же при распаде ядра разряжаются несколько изомеров, то временное распределение будет носить иной характер.

Рассмотрим два случая сложного распада.

1. Распад взаимно не связанных состояний (параллельный распад, рис. 13, кривая 1), который описывается выражением, определяющим полную активность соответствующих изомерных ветвей. Предполагаем, что в началь-

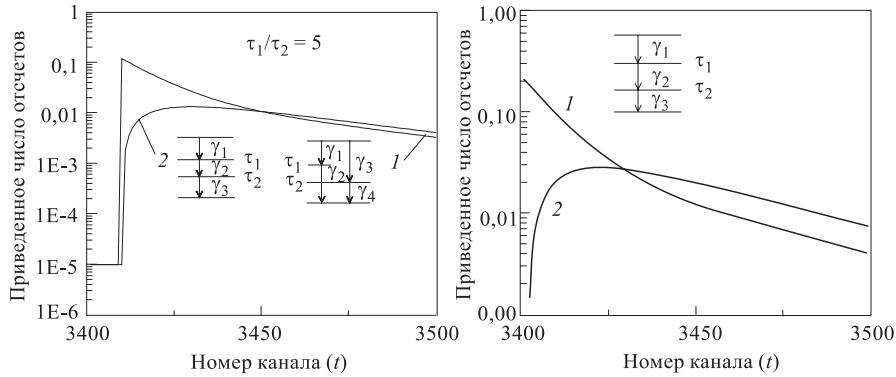


Рис. 13. Временные спектры, полученные по формулам (18) — кривая 1 и (19) — кривая 2

Рис. 14. Временные спектры, полученные по формуле (20): 1 — $\tau_1/\tau_2 = 5$, 2 — $\tau_1/\tau_2 = 0,2$

ный момент времени заселенность изомерных каскадов одна и та же — N_0 и $f_1 = f_2$,

$$F(t) = \frac{N_0 f_1 \varepsilon_1 \varepsilon_2 e^{-t/\tau_1}}{\tau_1} + \frac{N_0 f_2 \varepsilon_3 \varepsilon_4 e^{-t/\tau_2}}{\tau_2}, \quad (18)$$

где τ_1, τ_2 — времена жизни соответствующих состояний. Предполагается, что в канале СТАРТ временного спектрометра регистрируются γ -лучи E_{γ_1} и E_{γ_3} , а в канале СТОП — E_{γ_2} и E_{γ_4} .

2. Распад состояний, связанных последовательными ядерными переходами (последовательный распад, рис. 13, кривая 2). Если при этом в канале СТАРТ регистрируется переход E_{γ_1} , а в канале СТОП — E_{γ_3} , то этот процесс описывается следующим выражением:

$$F(t) = \frac{N_0 \varepsilon_1 \varepsilon_3}{\tau_1 - \tau_2} f (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_2}). \quad (19)$$

Если же при регистрации E_{γ_1} в канале СТАРТ E_{γ_2} и E_{γ_3} регистрируются в канале СТОП, то распад описывается формулой

$$F(t) = \frac{N_0 f}{\tau_1 (\tau_1 - \tau_2)} \left[(2\tau_1 - \tau_2) \varepsilon_1 \varepsilon_2 e^{-t/\tau_2} - \tau_1 \varepsilon_1 \varepsilon_3 e^{-t/\tau_1} \right]. \quad (20)$$

Следует иметь в виду, что данное распределение будет иметь место, если для регистрации временных спектров будет использован мультистоппный ВАП типа СТАРТ—СТОП [14]. На рис. 14 приведены два конкретных примера для

отношений τ_1/τ_2 , позволяющих качественно произвести оценку имеющегося вида распада. Реальная картина временного распределения будет зависеть от соотношения τ_1/τ_2 , от интенсивностей каскадов и эффективностей регистрации соответствующих переходов.

Количественное определение времен жизни уровней можно провести, например, с помощью программ POSITRONFIT [21], UPEAK [22] или ряда других, позволяющих разлагать сумму экспоненциальных распределений. В других случаях необходимо провести сортировку временного распределения, производя энергетическую выборку совпадающих излучений, с целью выделения каналов зарядки и разрядки изомерных состояний.

5. ОДНОКРИСТАЛЬНЫЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ВРЕМЕННЫЕ СПЕКТРОМЕТРЫ

Однокристалльные сцинтилляционные временные спектрометры задержанных совпадений можно разделить на два типа: спектрометры быстро-медленных совпадений с предварительным энергетическим отбором излучений, заселяющих и разряжающих изомерное состояние, и спектрометры, работающие в автокорреляционном режиме, который позволяет исследовать временную зависимость появления импульсов в определенном интервале, после регистрации первого сигнала независимо от энергии поступающих сигналов с проведением последующего энергетического анализа. В качестве временных анализаторов используется, как правило, ВАП типа СТАРТ–СТОП или времяцифровые преобразователи (ВЦП), а также мультистопные преобразователи, которые могут принимать после стартового импульса несколько сигналов СТОП, попадающих в анализируемый интервал. Разработаны также системы с использованием ЭВМ, позволяющие осуществить регистрацию нескольких сигналов СТОП после прихода сигнала СТАРТ и провести многократный временной анализ [18]. Это дает возможность избежать потерь на мертвое время ВАП при регистрации как случайных, так и истинных совпадений. Мультистопный режим измерений используется в том случае, когда необходимо измерить время жизни уровня, превышающее 100 мкс. Первоначально в измерениях времен жизни уровней в микросекундном диапазоне нашли применение кристаллы NaI(Tl). Рассмотрим временные спектрометры, предназначенные для решения этой задачи.

5.1. Измерения времен жизни уровней с $T_{1/2} > 100$ мкс. Измерения времен жизни уровней с $T_{1/2} > 100$ мкс проводились, как правило, с помощью неорганических сцинтилляторов типа NaI(Tl). Измерения в нано- и микросекундном диапазоне времен жизни уровней были проведены в основном с помощью быстрых пластмассовых сцинтилляторов.

Мультистоппный временной анализатор с пересчетными схемами. В своей работе Тове [23] показал, что для обеспечения высокого отношения истинных совпадений к случайным $N_{\text{ист}}/N_{\text{сл}}$ необходимо использовать в измерениях 4π -геометрию (кристалл NaI(Tl) с колодцем). Созданный на базе сцинтилляционного спектрометра временной анализатор представлял собой 20-канальную систему регистрации задержанных совпадений с двумя дифференциальными дискриминаторами, выделяющими γ -лучи, которые заселяют и разряжают изомерное состояние. Регистрация совпадений в каждом канале осуществлялась при помощи 20 пересчетных схем. Переключение каналов инициировалось сигналом СТАРТ. Характерной особенностью этого анализатора является осуществление мультистоппного режима, обеспечивающего регистрацию всех сигналов СТОП, пришедших после сигнала СТАРТ в пределах заданного интервала времени. В измерениях использовался кристалл NaI(Tl) ($\varnothing 25$ мм) с колодцем. Отношение числа истинных совпадений к случайным для анализатора подобного типа, полученное в этой работе:

$$\frac{N_{\text{ист}}}{N_{\text{сл}}} = \frac{\lambda \alpha_1 \alpha_2 e^{-\lambda t}}{N(1 - \alpha_1 \alpha_2 F_1)}, \quad (21)$$

где $\lambda = 1/\tau$, α_1 и α_2 представляют собой доли зарегистрированных детектором коррелированных во времени излучений, выделенных на временном анализаторе, F_1 — полная эффективность регистрации γ_1 , N — активность источника, позволило оценить время, необходимое для измерения времен жизни в миллисекундном диапазоне. Проведенные оценки для отношения $N_{\text{ист}}/N_{\text{сл}} = 2$ в первом канале и реалистические оценки эффективности регистрации совпадающих излучений для кристалла NaI(Tl) $\varnothing 25 \times 25$ мм привели к заключению, что для определения времени жизни в 200 мкс потребуются время для измерений, равное 68 мин, а для определения времени жизни в 0,010 с — 56 ч при подборе соответствующего уровня активности источника. Измерения времени жизни состояния с $E = 2200$ кэВ ($T_{1/2} = 123(4)$ мкс) в ^{206}Pb показали реалистичность этих оценок.

Мультистоппный временной анализатор с МКА. Использование в качестве запоминающих устройств при измерениях долгоживущих уровней не пересчетных устройств, а памяти многоканального анализатора, было реализовано в работе [14]. При поступлении сигнала СТАРТ происходит последовательное переключение каналов многоканального анализатора (МКА) в пределах заданного интервала времени, определяемого числом каналов МКА и временной ценой канала. Все поступающие сигналы СТОП в пределах этого интервала времени будут зарегистрированы в соответствующих каналах. Таким образом, происходит существенное уменьшение мертвого времени временного анализатора и повышение эффективности регистрации совпадений, что обеспечивает возможность проведения измерений времен жизни уровней,

начиная от 30 мкс и вплоть до секунд. Пример подобного измерения состояния 1315,2 кэВ с периодом полураспада 1,1 с, возбуждаемого при распаде ^{177}Lu , представлен на рис. 15. Набор полученной статистики продолжался 14 дней. Хотя эти измерения были проведены на двухдетекторном спектрометре, включающем помимо 4π -детектора для регистрации β -частиц также и детектор со сцинтиллятором NaI(Tl), необходимо отметить, что может быть применен и однодетекторный вариант при изучении распада радиоактивных источников. Пределом в измерениях малых времен жизни с помощью использованного спектрометра была величина не менее 30 мкс, а больших ~ 10 с.

ОБС с многократным временным анализом. В работе [18] продемонстрирована возможность применения метода задержанных совпадений к измерениям времен жизни вплоть до 100 с. Основное отличие концепции измерений, развитой в этой работе, от концепции мультистопного режима измерений для фиксированного интервала времени [14] заключается в том, что в пределах анализируемого диапазона времени определяются временные интервалы между всеми сигналами СТАРТ и сигналами СТОП, в то время как в первом случае регистрируется только первый сигнал СТАРТ и все последующие сигналы СТОП, а второй и последующие сигналы СТАРТ, попадающие в анализируемый интервал времени, просто отбрасываются, что приводит к уменьшению эффективности регистрации как истинных, так и случайных совпадений. В качестве запоминающего устройства в спектрометре совпадений использовалась малая ЭВМ.

Время появления каждого сигнала СТАРТ фиксировалось в памяти ЭВМ. При регистрации сигнала СТОП вычислялись все интервалы времени, более короткие, чем анализируемый диапазон, между предшествовавшими сигналами СТАРТ и этим сигналом СТОП и запоминались в другом участке памяти ЭВМ, формируя таким образом спектр временного распределения. Если разность между сигналами СТАРТ и СТОП превышала анализируемый диапазон, то время появления этого сигнала СТАРТ стиралось из памяти ЭВМ. Этот метод фактически не имеет потерь за счет просчетов, которые свойственны временным анализаторам других типов, обладающим определенным мертвым временем.

Результаты измерений времени жизни основного состояния ^{114}In , проведенных этим методом, представлены на рис. 16. В этих измерениях использовался пластмассовый сцинтиллятор с колодцем, позволивший осуществить

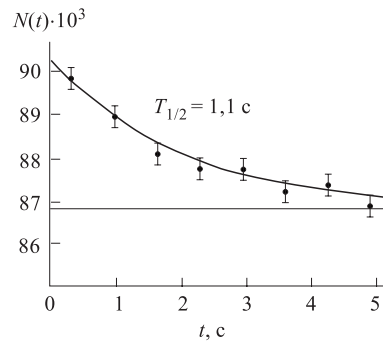


Рис. 15. Период полураспада состояния 1315,2 кэВ в ^{177}Hf [14]

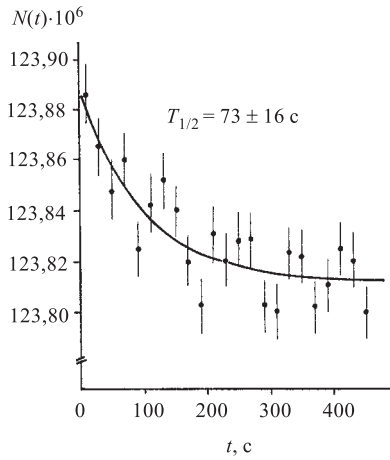


Рис. 16. Период полураспада основного состояния ^{114}In [18]

метод наиболее эффективно может применяться для определения миллисекундных и секундных времен жизни ядерных состояний, слабо заселяемых при радиоактивном распаде.

5.2. Измерения времен жизни уровней с $T_{1/2} < 100$ мкс.

ОВС с кристаллом NaI(Tl). В работе [24] использовалась стандартная схема спектрометра задержанных совпадений с отбором с помощью двух дифференциальных дискриминаторов γ -переходов, заселяющих и разряжающих изомерное состояние. С его помощью был проведен ряд успешных измерений в микросекундной области — табл. 4. В измерениях был использован кристалл NaI(Tl) с размерами $\varnothing 50 \times 50$ мм с колодцем.

Некоторые измерения были проведены с разными по силе источниками. Полученные результаты не противоречат известным данным. Это свидетельствует о том, что при выбранной активности источника можно проводить измерения с использованием ВАП обычного типа СТАРТ–СТОП в диапазоне времен жизни уровней, достигающем по крайней мере 100 мкс.

Таблица 4. Периоды полураспада уровней, измеренные на ОВС с ВАП [24]

A	Распад	$E_{ур}$, кэВ	E_1/E_2	N , с^{-1}	N_1 , с^{-1}	N_2 , с^{-1}	t , ч	$N_{ист}/N_{сл}$	$T_{1/2}$, мкс
151	Gd \rightarrow Eu	197	154/175		18,8	13,6	18	14	58,93(44)
181	Re \rightarrow W	365	59/366	100			19		12,80(20)
184	Ta \rightarrow W	~ 1285	413/>500		133	140	1,5	31	7,73(12)

регистрацию электронов внутренней конверсии и β -частиц в 4π -геометрии. Интенсивность сигналов СТАРТ составляла $3,8 \text{ с}^{-1}$ и СТОП — $5,4 \text{ с}^{-1}$. Набор статистики продолжался три дня. При одинаковой статистике этот спектрометр имеет эффективность, по крайней мере, в 100 раз больше по сравнению с предыдущим анализатором (рис. 17). Число каналов во временном анализаторе составляло 1024. Цена канала в зависимости от решаемой задачи могла устанавливаться от 50 мкс до 2 с. Это давало возможность проводить измерения времен жизни, начиная с 100 мкс. Один из вариантов спектрометра представлял собой двумерный анализатор $E - T$ с числом каналов 224×32 . Рассмотренный

ОВС с пластмассовым сцинтиллятором. ОВС с пластмассовыми сцинтилляторами наиболее успешно применяются при измерениях времен жизни уровней в наносекундной области. Не менее успешным оказалось их применение и при изучении микросекундных времен жизни, особенно для ядер, претерпевающих β - или α -распад.

ОВС с регистрацией одномерных спектров совпадений. При измерении наносекундных времен жизни можно применять различные сочетания схем электронной аппаратуры, обеспечивающей как одномерный режим измерений с регистрацией только временного спектра T , так и двух- или трехмерный режим регистрации спектров $E - T$ или $E - T - E$, а также возможность включения ОВС в состав многопараметрического спектрометра типа «crystal ball». Самая простая конфигурация, позволяющая осуществить поиск изомеров, может состоять из двух интегральных дискриминаторов, ВАП и МКА (рис. 18) с разными порогами сраба-

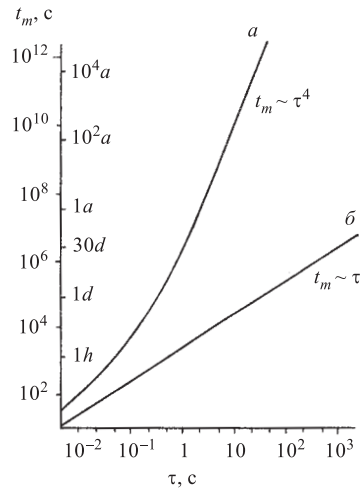


Рис. 17. Продолжительность эксперимента, необходимая для измерений различных времен жизни уровней ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$, $N_0 = 1/\tau$, $\Delta\tau/\tau = 10\%$): а) спектрометр с однократным временным анализом, б) спектрометр с многократным временным анализом [18]

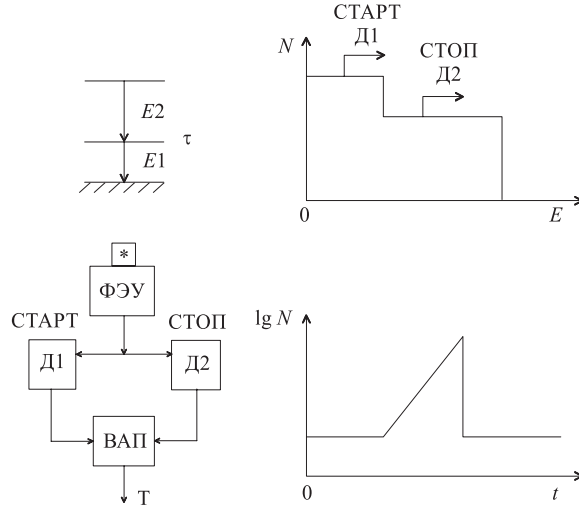
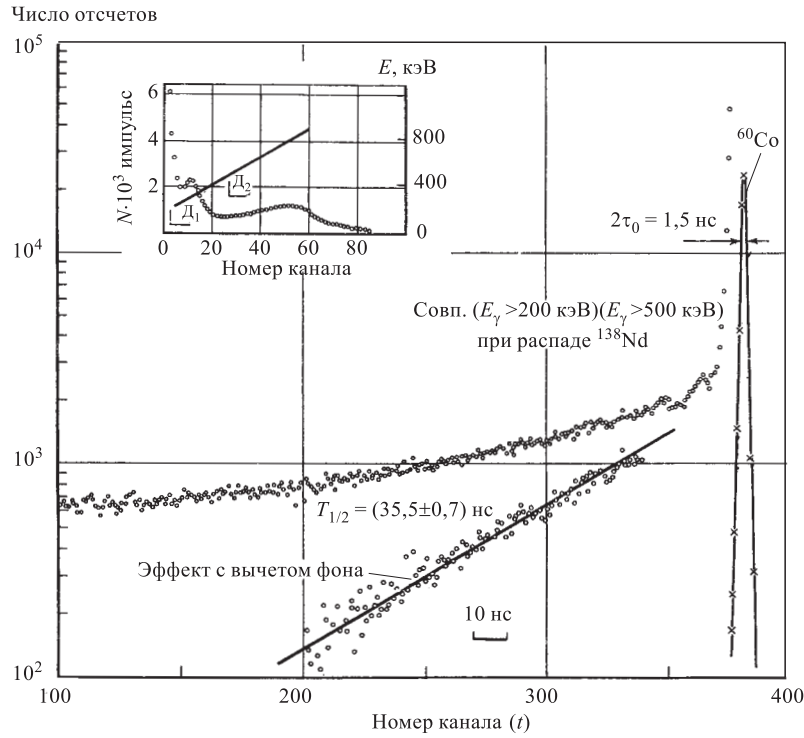


Рис. 18. Блок-схема ОВС с интегральными дискриминаторами

Рис. 19. Измерение времени жизни состояния 822 кэВ в ^{139}Pr

тывания [25]. Такой режим измерений позволяет обнаружить изомеры при любом соотношении энергий переходов, заряжающих и разряжающих изомерное состояние. Этот подход применим и в поиске изомеров при β -распаде, и при регистрации комптоновского распределения от γ -лучей вследствие непрерывного распределения соответствующих спектров вплоть до энергии, равной нулю. Характерной особенностью временного спектра при таких измерениях является наличие, помимо задержанных совпадений, также и самосовпадений. На рис. 19 приведен пример подобных измерений. В измерениях применялся ФЭУ ХР-1020 и пластмассовый сцинтиллятор размером $\varnothing 40 \times 40$ мм с колодезом. Фрагменты схем распада соответствующих изотопов, энергетические спектры и уровни выбранных порогов дискриминаторов приведены на этом же рисунке. В дальнейшем с целью исключения самосовпадений и уменьшения загрузки канала СТАРТ ВАП, приводящей к увеличению числа случайных совпадений и изменению формы спектра случайных совпадений, в низкоэнергетический канал спектрометра был включен дифференциальный дискриминатор на основе двух быстрых интегральных дискриминаторов и

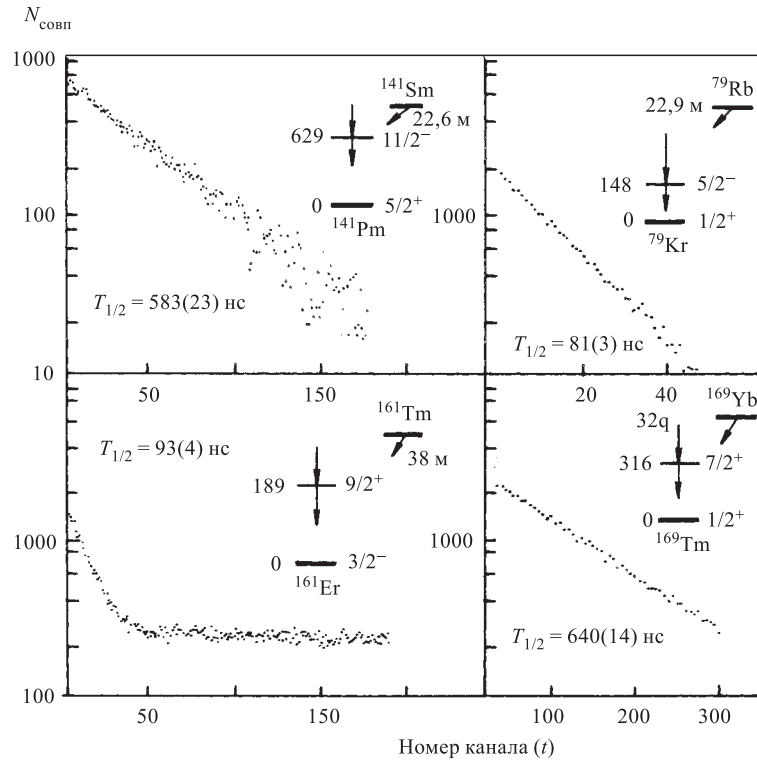


Рис. 20. Периоды полураспада изомерных состояний радиоактивных ядер

схемы антисовпадений [26] (рис. 3). В спектрометре использовались блоки наносекундной электроники, разработанные в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований [28]. С помощью этого спектрометра были проведены измерения времен жизни изомеров в диапазоне от 8 до 700 нс [26, 27], см. рис. 20, табл. 5.

ОВС с регистрацией многомерных спектров совпадений. Изучение изомерии ядер требует не только установления значения периода полураспада изомерного состояния, но и определения его энергии и энергии переходов, заселяющих и разряжающих это состояние. Способ определения энергии изомерного состояния или изомерного перехода при работе с пластмассовыми сцинтилляторами менее однозначен по сравнению с использованием неорганических сцинтилляторов. Энергию изомерного перехода можно определить по краю комптоновского распределения γ -линии или в случае сильноконвертированного перехода по линиям ЭВК. При этом в рамках традиционного подхода необходимо снимать последовательно несколько серий кривых за-

Таблица 5. Периоды полураспада изомерных состояний ядер

A	Распад	$T_{1/2}$ (ядра)	$E_{ур}$, кэВ	$T_{1/2}$, нс (уровня)	
				Наши результаты	Известные данные
79	Rb \rightarrow Kr	23 мин	148	81,2(32)	77,7(15) [31]
133	Ce \rightarrow La	5,4 ч	534	63,9(45)	60(5) [33]
139	Nd \rightarrow Pr	5,5 ч	822	35,5(7)	40(2) [32]
141	Sm \rightarrow Pm	22,6 мин	629	583(23)	594(20) [30]
155	Ho \rightarrow Dy	48 мин	132	83(3)	85(10) [29]
159	Tm \rightarrow Er	9 мин	182	337(13)	325(30) [34]
161	Tm \rightarrow Er	38 мин	189	93(4)	70(20) [34]
167	Lu \rightarrow Yb \rightarrow Tm	52 мин \rightarrow 17 мин		\sim 400	–
169	Yb \rightarrow Tm	32 сут	316	640(14)	640(40) [35]
172	Lu \rightarrow Yb	6,7 сут	1172	8,85(31)	8,14(22) [36]
181	Hf \rightarrow Ta	42,4 сут	482	10,21(35)	10,67(5) [37]

держанных совпадений при различных порогах дискриминаторов до момента исчезновения эффекта регистрации задержанных совпадений. Однако при исследовании короткоживущих нуклидов реализация этого подхода затруднительна как при измерениях на одном радиоактивном источнике, так и в случае использования нескольких источников. Решение этой задачи при измерениях на ОВС возможно только в случае применения многомерного режима измерений. Как уже отмечалось, только в одной работе [18] сообщалось о реализации в измерениях двумерного режима совпадений $E - T$ с матрицей 224×32 канала для измерений времен жизни уровней с $T_{1/2} > 100$ мкс. В последующих работах [38–40] нами была отработана методика многомерных измерений в наносекундной области времен жизни уровней с использованием ОВС.

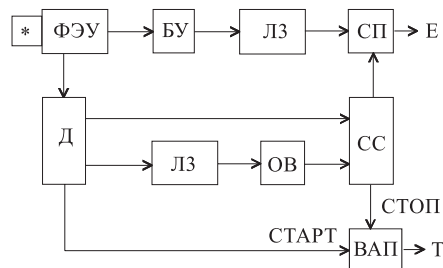


Рис. 21. Блок-схема ОВС двумерных совпадений

1. ОВС с регистрацией двумерных спектров совпадений. Использование стандартных спектрометров задержанных совпадений не позволяет реализовать полную эффективность регистрации излучения детектором, так как любое зарегистрированное излучение на сцинтилляционном детекторе имеет, помимо пика (фотопик γ -лучей или пик ЭВК), также и непрерывное распределение, идущее от пика к нулю, и энергетическая вы-

борка соответствующего пика с помощью интегральных или дифференциальных дискриминаторов обеспечивает регистрацию только части полезных событий. Оптимизация режима многомерных измерений оказалась возможной только при использовании иного подхода. Блок-схема ОВС, обеспечивающая регистрацию двумерных спектров совпадений, и временные диаграммы импульсов приведены на рис. 21, 22. Основное отличие данного спектрометра от рассмотренных ранее заключается в использовании автокорреляционного принципа, который позволяет осуществить вместо предварительного энергетического отбора предварительный временной отбор и только на втором этапе провести энергетический анализ. В автокорреляционном однокристалльном временном спектрометре (АОСВС) используется только один временной формирователь Д, порог которого можно установить предельно низко, с небольшим превышением над уровнем шумов ФЭУ. Преимущества такого режима очевидны: во-первых, реализуется максимальная эффективность регистрации заселяющего и задержанного излучения и, во-вторых, упрощается схема спектрометра и повышается его надежность. Сигнал СТАРТ берется непосредственно от дискриминатора, а сигнал СТОП вырабатывается стробируемой схемой совпадений. В качестве строба используется сигнал от одновибратора, длительность импульса с которого устанавливается равной длительности исследуемого временного диапазона. Новым элементом в этом спектрометре совпадений является линейная схема пропускания наносекундных импульсов СП, которая позволяет выделять энергетический сигнал, соответствующий задержанному излучению. На рис. 23 приведен двумерный $E - T$ -спектр задержанных совпадений, полученный при измерении времени жизни состояния 103 кэВ в ^{153}Eu с $T_{1/2} = 4,1(3) \text{ нс}$. Время жизни состояния характеризует распределение от 1300-го до 1400-го канала (ось X), до 2000-го канала идет фон случайных совпадений, а далее — временной спектр распределения послепульсов

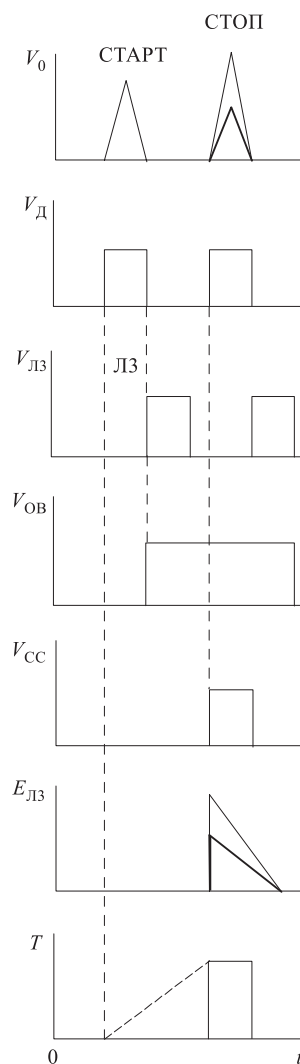


Рис. 22. Временная диаграмма импульсов автокорреляционного ОВС двумерных совпадений

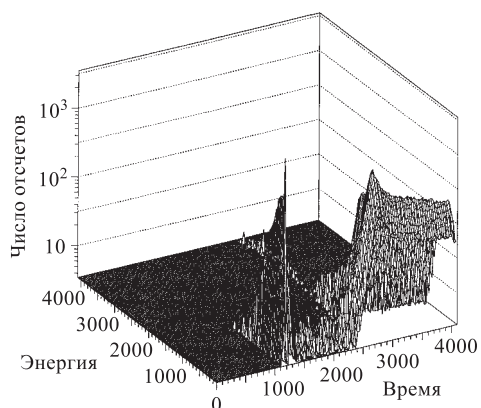


Рис. 23. Двумерный спектр $E-T$ -совпадений при распаде ^{153}Gd

вышала 5 нс (длительность на уровне 0,1 высоты амплитуды импульса). Временной сигнал снимался с анода ФЭУ ($R_a = 50$ Ом) и подавался на временной формирователь (Д). Энергетический сигнал снимался с динода и через быстрый усилитель (БУ) ORTEC FFA-579 подавался на линейную схему пропускания наносекундных импульсов [41]. Инструментальное временное разрешение спектрометра $2\tau_0$ не превышало долей наносекунды. Измерения производились в геометрии 2π при активности источника 500 с^{-1} .

ФЭУ, рассмотрение происхождения которых будет проведено позднее. Ось Y характеризует энергетическое распределение запаздывающего излучения E . Рисунок 24 дает возможность оценить влияние величины мертвого времени дискриминатора D t_M (10 и 20 нс) на эффективность регистрации задержанных совпадений на пределе временной разрешающей способности ОВС. В спектрометре использовался ФЭУ XR2020Q и сцинтиллятор NE104, время высвечивания которого $\tau = 1,9$ нс. При этом длительность импульса на выходе ФЭУ не пре-

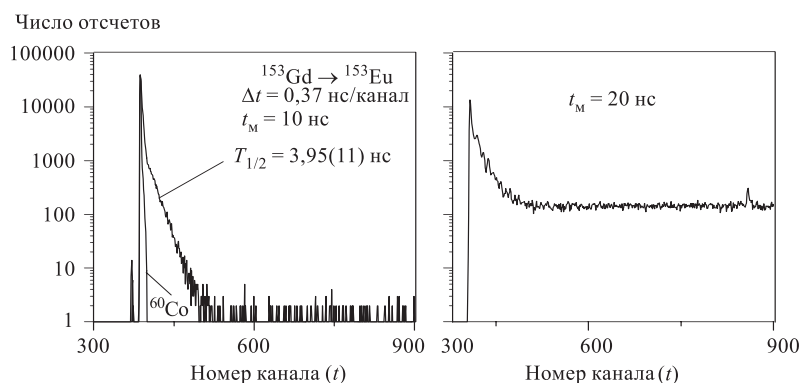


Рис. 24. Период полураспада состояния 103 кэВ в ^{153}Eu

временамплитудного преобразователя (ВАП) ORTEC TRHC-476. В качестве строба, подаваемого на стробируемую схему совпадений (СС), использовался сигнал BUSY, который синхронизирован по времени с началом преобразования временного интервала ВАП и соответствовал по длительности выбранному временному диапазону ВАП. Сигналы с СС использовались в качестве сигнала СТОП, подаваемого на ВАП, и в качестве строба, управляющего линейной схемой пропускания наносекундных импульсов (ЛСП₁), соответствующих задержанному излучению.

Стробирующий импульс для управления амплитудными кодировщиками снимается с выхода SCA ВАП. Этот импульс соответствует полезному событию, попадающему в выбранный временной интервал. Преобразователи уровней (ПУР) логических сигналов BUSY и SCA используются с целью преобразования сигналов с этих блоков в сигналы, управляющие последующими электронными блоками. Временной формирователь (ВФ₂) выполняет роль формирователя строба для ЛСП₂, пропускающей импульсы, которые соответствуют излучению, заселяющему изомерное состояние. Линии задержки используются для временного согласования импульсов. Следует отметить, что для такого варианта отбора излучения, заселяющего изомер, требуется, чтобы длительность импульса с ЛУ была не меньше длительности анализируемого диапазона, в противном случае необходимо использовать АЦП с двойным управлением. Первый управляющий сигнал соответствует сигналу СТАРТ, а второй — управляющему сигналу с ВАП, если событие попадает в анализируемый интервал времени. В этом варианте применение блока ЛСП₂ не требуется.

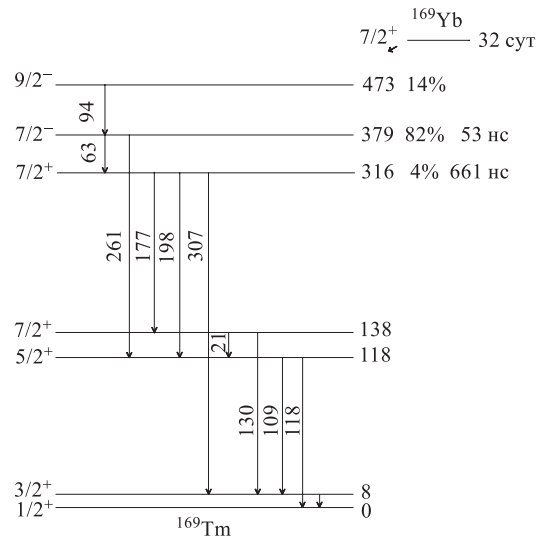
Система сбора данных содержала три преобразователя амплитуда–код типа КА007 [42], крейт КАМАК и контроллер крейта КК009 (КК) [43], который был соединен с персональным компьютером (ПК). Преобразование амплитуды в код начиналось по внешнему стробу, подаваемому на все три АЦП от блока логики отбора событий. По окончании преобразования каждый АЦП подает в магистраль свой сигнал запроса LAM, который будет снят после считывания амплитуды. Контроллер крейта выполняет обмен 16-разрядными данными между модулями КАМАК и компьютером и разрешает обработку сигналов запроса и подачу сигнала прерывания в компьютер.

Программа набора трехмерных спектров выполняет следующие функции:

- а) ввод с клавиатуры и вывод в отдельный файл на диск информации об условиях и параметрах эксперимента;

- б) считывание с амплитудно-цифровых преобразователей события, состоящего из кодов трех амплитуд с признаками после появления сигналов LAM;

- в) запись кодов амплитуд, принадлежащих каждому событию, последовательно во внутренний буфер, при заполнении буфера до 64К слов выполняется вывод данных в двоичный файл, содержащий последовательно идущие трехмерные события;

Рис. 26. Схема распада ^{169}Yb

г) формирование трех интегральных спектров совпадений с их выводом на экран в логарифмическом масштабе;

д) вывод на экран оперативной информации о скорости набора данных и времени, остающемся до конца набора;

е) после окончания набора на диск выводится последний двоичный файл с трехмерными событиями и три интегральных спектра совпадений с данными в текстовом виде.

Программа набора позволяет выбирать частоту обновления экрана со спектрами для сокращения потерь данных во время их регистрации. После набора спектры могут быть представлены в графическом виде с помощью любых программ визуализации данных. Обработка трехмерных событий выполняется с помощью программы PAW [44].

Результаты проведенных измерений на ОВС представлены на рис. 26–28. Нами использовался радиоактивный источник ^{169}Yb , при распаде которого возбуждаются два изомерных состояния с $T_{1/2} = 52,6(9)$ нс (энергия изомерного состояния $E = 379$ кэВ) и с $T_{1/2} = 661(7)$ нс ($E = 316$ кэВ), рис. 26. Регистрация излучения осуществлялась пластическим сцинтиллятором размером $\varnothing 20 \times 15$ мм в геометрии 2π , при пороге регистрации $E > 30$ кэВ. Первое изомерное состояние заселяется при K -захвате и при разрядке состояния 473 кэВ переходом 94 кэВ. Разряжается оно на второе изомерное состояние переходом с $E = 63$ кэВ, которое, помимо этого канала, заселяется также и

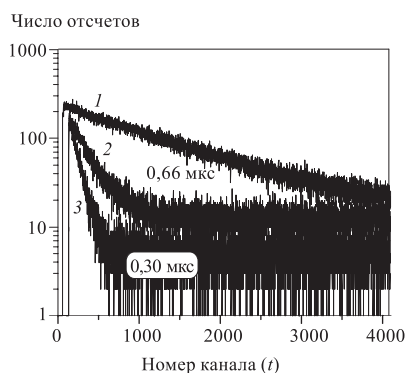


Рис. 27. Периоды полураспада основных и изомерных состояний в радиоактивных ядрах: 1 — ^{213}Po , $T_{1/2} = 3,65$ мкс, 2 — ^{169}Tm , 3 — ^{212}Po ; $\Delta t_k = 3,98$ нс/канал

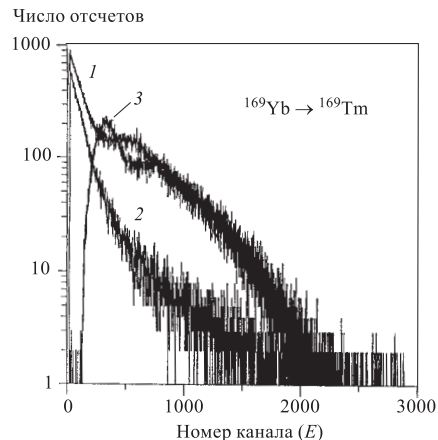


Рис. 28. Спектр излучения при распаде ^{169}Yb — 1; спектр излучения, заселяющего изомерные состояния в ^{169}Tm — 2; спектр излучения, разряжающего изомерные состояния в ^{169}Tm — 3

при K -захвате. При разрядке этого состояния испускается ряд гамма-лучей, наиболее интенсивные имеют энергию 109, 118, 130, 177 и 198 кэВ.

На рис. 27 приведен временной спектр ^{169}Yb , представляющий время жизни второго изомерного состояния $T_{1/2} = 661$ нс в ^{169}Tm , а также времена жизни основных состояний $^{212,213}\text{Po}$, на рис. 28 — спектры излучений, заселяющих и разряжающих изомерное состояние ^{169}Tm , которые были зарегистрированы пластмассовым сцинтиллятором. Так как коэффициенты усиления по энергетическим каналам были установлены равными, то видно, что изомерное состояние заселяется низкоэнергетичным, а разряжается более высокоэнергетичным излучением. Экспоненциальное распределение с $T_{1/2} = 53$ нс в данном эксперименте не идентифицируется.

3. ОВС в составе двухдетекторного четырехмерного сцинтилляционного спектрометра тройных совпадений. Рассмотренные ранее спектрометры совпадений позволяли только качественно решить задачу определения энергетического положения изомера по соотношению энергии заселяющего и разряжающего излучения вследствие плохого энергетического разрешения пластмассовых сцинтилляторов. Более точно при условии знания схемы распада изучаемого изотопа эту задачу можно решить добавлением к ОВС еще одного детектора с хорошим энергетическим разрешением, например, ППД. Наличие изомерного состояния или короткоживущего основного состояния и связанных с ними заселяющих или разряжающих каскадных переходов (ко-

эффект множественности при этом должен быть $M \geq 3$) позволяет установить в энергетическом спектре второго детектора γ -переходы, связанные с короткоживущим состоянием. Таким образом, двухдетекторный спектрометр, включающий ОВС, обеспечивает регистрацию трехкратных совпадений при исследовании распада радиоактивных ядер, если в них возбуждаются изомерные состояния.

В спектрометрах совпадений кратность совпадений определяется числом используемых детекторов. Но есть два типа спектрометров совпадений, которые позволяют при наличии только двух детекторов реализовать режим тройных совпадений. Такие спектрометры включают в себя 4π -детектор, регистрирующий альфа-, гамма- или электронное излучение, и сцинтилляционный или полупроводниковый детектор (ППД), включенный на совпадения с первым. Подобные спектрометры совпадений могут различаться по виду селекции каскадных переходов в 4π -детекторе: по энергии или по времени. Примером спектрометра первого типа может служить сцинтилляционный спектрометр полного поглощения с кристаллом NaI(Tl) большого размера с колодцем или ППД с колодцем. Реализация режима трехкратных совпадений осуществляется при выделении в энергетическом спектре 4π -детектора пиков сумм, соответствующих мгновенным совпадениям, и анализе соответствующего этим пикам энергетического спектра совпадений во втором детекторе. Затруднения, которые могут возникать при анализе трехкратных совпадений на спектрометре данного типа, будут определяться недостаточно высоким энергетическим разрешением сцинтилляционного 4π -детектора или недостаточно высокой эффективностью регистрации гамма-лучей 4π -ППД.

В работе [40] был реализован второй тип двухдетекторного спектрометра тройных совпадений — выделение каскадного излучения в 4π -детекторе по задержанным совпадениям. Таким образом, выделение во временном спектре ОВС событий, соответствующих задержанным совпадениям, позволяет установить в энергетическом спектре второго детектора γ -переходы, соответствующие трехкратным совпадениям. В основу данного спектрометра был положен автокорреляционный однокристалльный сцинтилляционный временной спектрометр трехмерных совпадений с пластмассовым сцинтиллятором [39] и сцинтилляционный спектрометр с кристаллом NaI(Tl). Блок-схема спектрометра приведена на рис. 29. В данном временном спектрометре с двумя детекторами ядерного излучения реализован режим четырехмерных совпадений $E1 - E2 - E3 - T$, где $E1$ — канал регистрации γ -излучения сцинтилляционным детектором или ППД, $E2$ — канал регистрации излучения, разряжающего изомерное состояние, $E3$ — канал регистрации излучения, заселяющего изомерное состояние, и канал временного анализа T . В спектрометре использовалась та же аппаратура, что и в трехмерном спектрометре ОВС. Для регистрации γ -излучения использовались или сцинтилляционный детектор с неорганическим кристаллом NaI(Tl) с размерами $\varnothing 40 \times 50$ мм или

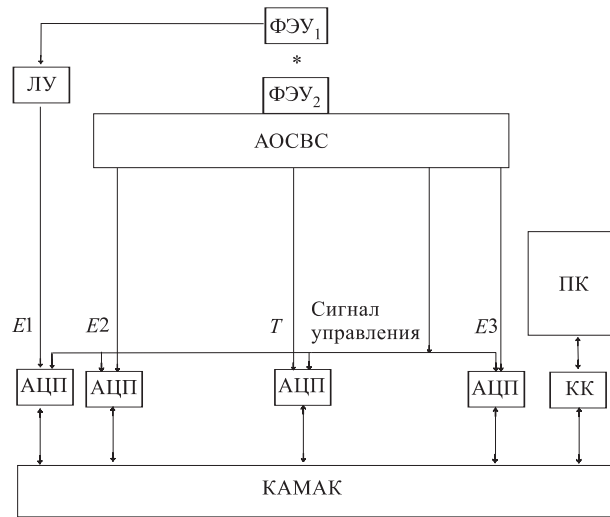


Рис. 29. Блок-схема двухдетекторного спектрометра тройных совпадений

ПД. Так как четырехмерный спектрометр в той части, которая касается трехмерного анализа $E2 - E3 - T$, идентичен спектрометру, рассмотренному в [39], то остановимся только на том различии, которое обусловлено введением второго спектрометра для регистрации γ -излучения. В отличие от обычных схем быстро-медленных совпадений в канале γ -спектрометра не применяется временной формирователь и не проводится временной анализ времени поступления импульсов от двух детекторов, а амплитудный сигнал с ФЭУ₁ после линейного усилителя (ЛУ) поступает на АЦП, который работает в режиме линейных ворот и открывается импульсами от ВАП в том случае, если в 4π -детекторе ФЭУ₂ зарегистрировано изомерное состояние. Таким образом, АЦП играет роль стробируемой линейной схемы совпадений, разрешающее время которой равно длительности логического сигнала SCA от ВАП. Преимущество подобного подхода будет рассмотрено позднее при анализе экспериментальных результатов.

Система сбора и накопления данных аналогична системе, представленной в работе [39], и вместо трех включает в себя четыре амплитудно-цифровых преобразователя. Методические исследования были проведены на радиоактивных источниках ^{169}Yb , ^{225}Ac и ^{232}Th . Цель исследований заключалась в демонстрации возможности идентификации изомерных состояний в длинных радиоактивных цепочках и в установлении предела эффективности регистрации каскадного γ -излучения в совпадениях с задержанным излучением.

^{169}Yb . Распад ^{169}Yb , при котором возбуждаются изомерные состояния (рис. 26), интересен из-за возможности оценки эффективности регистрации в совпадениях низкоэнергетического γ -излучения. Временной и энергетические спектры совпадений при распаде ^{169}Yb были рассмотрены ранее (рис. 27, 28). Интересен γ -спектр каскадных ($\gamma - e - e$)-совпадений (рис. 30). Кривая 1 соответствует одиночному γ -спектру ^{169}Yb , а кривая 2 — спектру совпадений каскадных γ -лучей с изомером.

Так как качественно оба спектра подобны, то это означает, что практически все каскадные γ -лучи, возникающие при распаде ^{169}Yb , связаны или с зарядкой, или с разрядкой изомерных состояний ^{169}Tm . Из этого следует, что при исследовании неизвестных радиоактивных ядер наблюдение γ -лучей в спектре совпадений с изомером позволяет отнести их к конкретному ядру, при этом отпадает необходимость в идентификации этих γ -лучей по периоду полураспада материнского ядра. Гамма-лучи с энергией 307 кэВ в спектре совпадений практически не наблюдаются, так как порог временного формирователя был больше 30 кэВ, и в этом случае тройные совпадения [$L, M(63)$ или $K, L, M(93) - E_\gamma(307) - M, N(8)$] отсутствуют, а совпадения [$L, M(63) - K, L, M(93) - E_\gamma(307)$] сильно ослаблены вследствие малой интенсивности электронов внутренней конверсии $L, M(63)$. И второе интересное обстоятельство связано с тем, что относительная эффективность регистрации совпадений низкоэнергетического излучения, например KX -лучей, не отличается от эффективности их регистрации в одиночном спектре. В обычном режиме отбора быстро-медленных тройных совпадений для достижения этого результата необходимо было бы ухудшить разрешающее время схемы совпадений и понизить порог регистрации временного формирователя в γ -канале, что привело бы к увеличению вклада шумовых импульсов ФЭУ и существенному увеличению уровня случайных совпадений. Использование АЦП в γ -канале в режиме линейных ворот позволяет регистрировать только то γ -излучение, которое попадает во временное окно, инициированное распадом изомера.

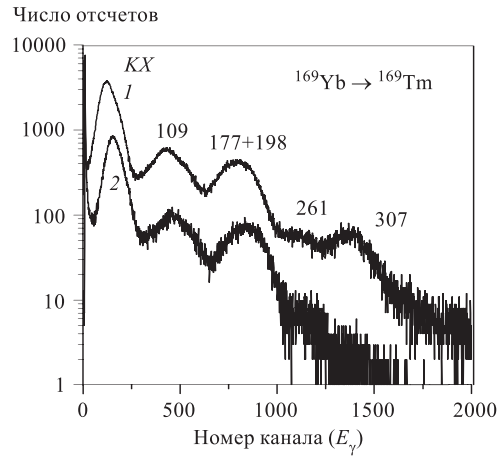


Рис. 30. Гамма-спектр при распаде ^{169}Yb — 1; γ -спектр тройных совпадений ($\gamma - e - e$) при распаде ^{169}Yb — 2

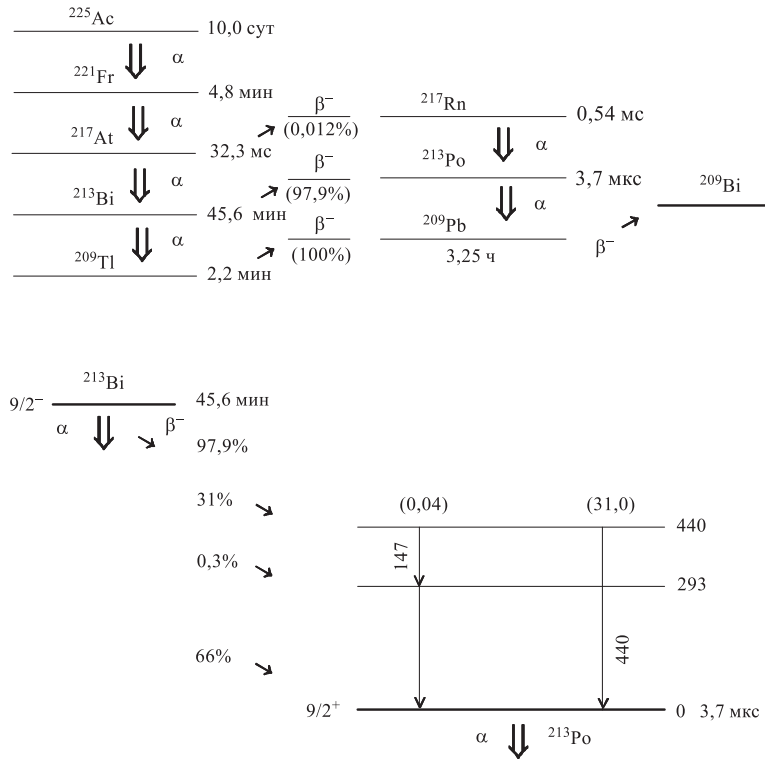


Рис. 31. Схема радиоактивной цепочки ^{225}Ac

^{225}Ac . Регистрация излучения от источника сложного изотопного состава в радиоактивной цепочке, начинающейся с ^{225}Ac , производилась в геометрии 2π на пластическом сцинтиляторе с размерами $\varnothing 20 \times 15$ мм. В данном случае источник осаждался непосредственно на пластический сцинтилятор. Наблюдаемое временное распределение с $T_{1/2} = 3,65(4)$ мкс [45] позволило отнести его к распаду основного состояния ^{213}Po . На рис. 31 представлена схема распада радиоактивной цепочки ^{225}Ac и схема возбужденных состояний ^{213}Po , для которого было определено время жизни основного состояния.

На рис. 32 показаны: одиночный спектр радиоактивной цепочки ^{225}Ac (кривая 1) и спектр задержанных $\beta - \alpha$ -совпадений (кривая 2), на котором отчетливо выделяется α -линия ($E_\alpha = 8,376$ МэВ), возникающая при распаде ^{213}Po . Спектр снят на пластическом сцинтиляторе. На рис. 33 приведен одиночный γ -спектр источника ^{225}Ac и γ -спектр ($\alpha - \beta - \gamma$)-совпадений. В со-

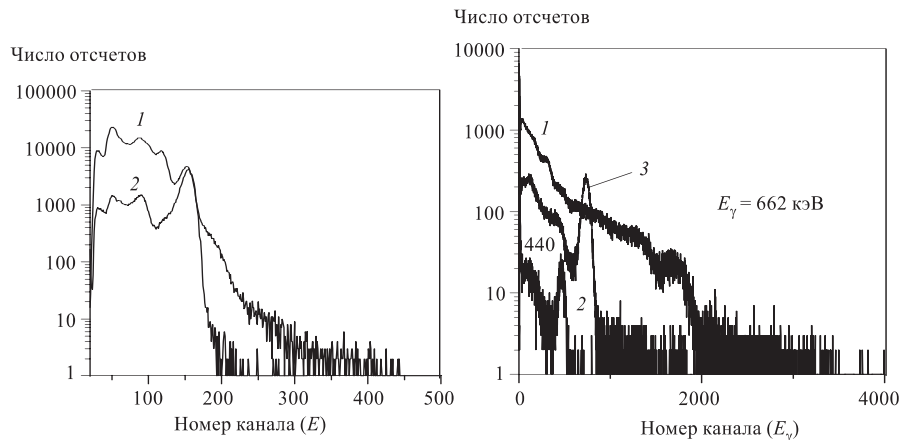


Рис. 32. Спектр излучения радиоактивной цепочки $^{225}\text{Ac} \rightarrow ^{209}\text{Bi}$ (1); α -спектр при распаде $^{213}\text{Po} \rightarrow ^{209}\text{Pb}$ (2)

Рис. 33. Гамма-спектр радиоактивной цепочки $^{225}\text{Ac} \rightarrow ^{209}\text{Bi}$ (1); γ -спектр тройных совпадений ($\gamma - \beta - \alpha$) при распаде $^{213}\text{Bi} \rightarrow ^{213}\text{Po}$ (2); калибровочный γ -спектр ^{137}Cs (3)

ответствии со схемой распада ^{213}Bi наблюдался переход с энергией 440 кэВ, идущий на основное состояние ^{213}Po (кривая 2).

^{232}Th . Измерение задержанных совпадений в радиоактивной цепочке ^{232}Th проводилось в 4π -геометрии. На рис. 34 представлена схема распада радиоактивной цепочки ^{232}Th и схема возбужденных состояний ^{212}Po , для которого было определено время жизни основного состояния. В качестве γ -детектора использовался полупроводниковый детектор HPGe с эффективностью регистрации 10%, приближенный вплотную к пластическому сцинтиллятору. Период полураспада зарегистрированного временного распределения оказался равен $T_{1/2} = 298(3)$ нс, что соответствует известным данным для периода полураспада основного состояния ^{212}Po . На рис. 35 представлены одиночный γ -спектр всей радиоактивной цепочки ^{232}Th (кривая а) и γ -спектр ($\alpha - \beta - \gamma$)-совпадений (кривая б). На рис. 36 представлен фрагмент того же спектра. В соответствии со схемой распада ^{212}Bi в совпадениях наблюдаются наиболее интенсивные γ -лучи с энергией 727, 898 и 1612 кэВ. Согласно схеме распада ^{212}Bi интенсивность перехода $E_\gamma = 1612$ кэВ составляет 1,2% на распад. Но так как исследовался не моноизотоп, а радиоактивная цепочка, состоящая из 11 радиоактивных ядер, то доля активности, относящейся к распаду $^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po}$, по крайней мере, на порядок меньше. Поэтому в случае исследования β -распада моноизотопа при такой же активности источника и

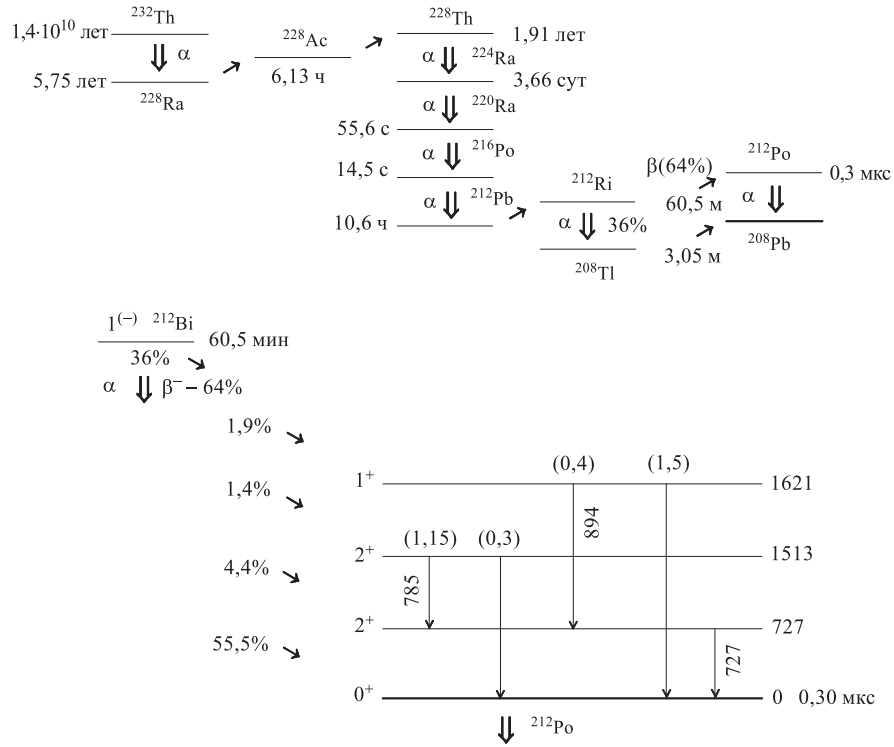


Рис. 34. Схема радиоактивной цепочки ^{232}Th

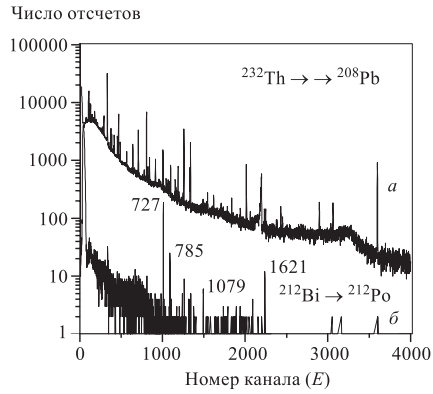


Рис. 35. Гамма-спектр радиоактивной цепочки ^{232}Th (а); γ -спектр тройных (γ - β - α)-совпадений при распаде ^{212}Bi (б)

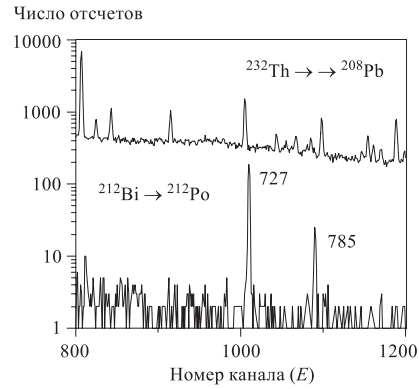


Рис. 36. Фрагмент γ -спектра тройных (γ - β - e)-совпадений при распаде ^{212}Bi

времени набора статистики наблюдались бы каскадные γ -переходы с интенсивностью не менее $(0,12/\alpha)\%$ на распад при энергии $E \approx 1600$ кэВ, где α — коэффициент внутренней конверсии перехода, разряжающего изомерное состояние.

6. ОВС С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ

Использование в ОВС полупроводниковых детекторов носит более ограниченный характер вследствие существенно большего времени сбора заряда в них по сравнению с ФЭУ. Поэтому измерения времен жизни уровней в субмикросекундной области с помощью ППД не позволяют реализовать высокое энергетическое разрешение ППД, оставляя это поле деятельности для применения ФЭУ. Реализовать высокое энергетическое разрешение ППД в измерениях времен жизни можно только в микро- и миллисекундной области, хотя обеспечение телесного угла, близкого к 4π , возможно только для Ge-детекторов.

6.1. ОВС с Si(Au)-детектором. В работе [46] для измерения периода полураспада основного состояния ^{213}Po применялся ОВС с поверхностно-барьерным Si(Au)-детектором, который имел чувствительный слой в 200 \AA и энергетическое разрешение 25 кэВ для α -частиц с энергией 5 МэВ. Измерения проводились по стандартной схеме быстро-медленных совпадений с использованием двух временных дискриминаторов. Дискриминатор в канале СТАРТ выделял участок в β^- -спектре с энергией $E_{\beta^-} = 0,35 \div 0,90$ МэВ, а дискриминатор в канале СТОП выделял α -частицы с энергией $E_{\alpha} = 8,38$ МэВ,

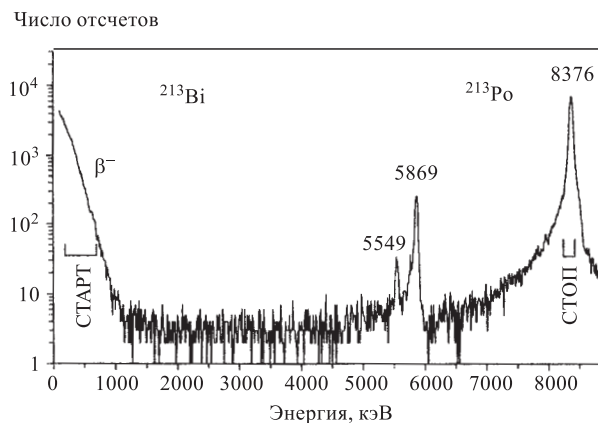


Рис. 37. Спектр β^- - и α -излучений при распаде ^{213}Bi и его продуктов, измеренный с помощью Si(Au)-детектора. Показаны выделенные энергетические окна в измерениях $(\beta^- - \alpha)$ -задержанных совпадений ^{213}Po [46]

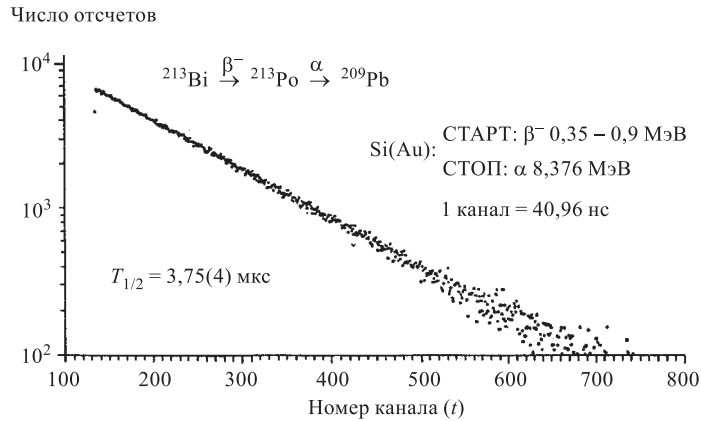


Рис. 38. Кривая распада основного состояния в ^{213}Po , измеренная методом задержанных ($\beta^- - \alpha$)-совпадений при использовании одного Si(Au)-детектора [46]

рис. 37. Источник ^{213}Bi , который использовался в измерениях, находился в вакуумной камере и располагался на расстоянии 3 мм от поверхности детектора. Несмотря на то, что в данных измерениях телесный угол был существенно меньше 2π , эффективность регистрации задержанных совпадений даже в этом случае была достаточна для того, чтобы определить с высокой точностью период полураспада основного состояния ^{213}Po , рис. 38.

6.2. ОВС с Ge-детектором. ОВС с германиевым детектором в измерениях малых времен жизни уровней применяются в двух аспектах: суммирование быстрых совпадений (СБС) и суммирование задержанных совпадений (СЗС). Быстрые совпадения обусловлены переходами между состояниями, время жизни которых меньше времени сбора заряда в ППД и времени формирования импульса в спектрометрическом усилителе $\tau_{\text{ф}}$. В этом случае амплитуда импульса равна сумме энергий переходов $E1 + E2$ и форма импульса суммы не отличается от формы импульса одиночного перехода. В методе СЗС время жизни состояния превышает время сбора заряда в ППД, поэтому при суммировании амплитуд двух импульсов происходит искажение формы суммарного импульса. По характеру искажения формы импульса можно судить о времени жизни состояния.

В качестве примера реализации метода СБС на рис. 39 приведен одиночный γ -спектр ^{155}Tb и спектр сумм. В качестве детектора использовался Ge(Li)-кристалл с колодцем объемом 32 см³, диаметром 36 мм, высотой 40 мм, диаметр колодца был равен 18 мм. Детектор имел разрешение 3,6 кэВ на линии 662 кэВ ^{137}Cs . В спектре суммы видны пики совпадений рентгеновского излучения и γ -лучей с переходом 86,5 кэВ. Переход 86,5 кэВ разряжает возбужденное состояние 86,5 кэВ ^{155}Gd , которое живет 6,75 нс. Но так как

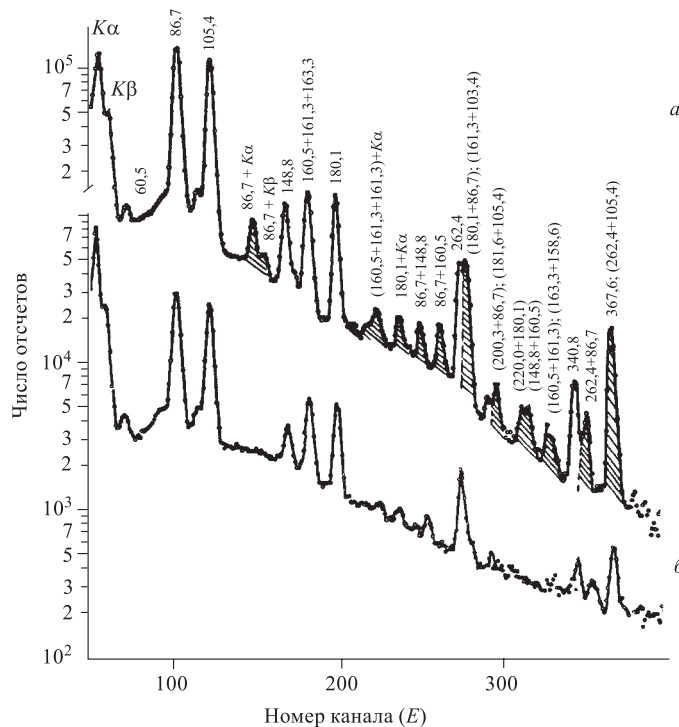


Рис. 39. Спектр сумм (а), одиночный спектр ^{155}Tb (б) [12]

это время существенно меньше времени сбора заряда в коаксиальном детекторе, то спектр сумм равен суммам совпадающих переходов, и можно только дать предел времени жизни этого состояния. Это же состояние легко идентифицируется при использовании автокорреляционного ОВС с пластмассовым сцинтиллятором [38], рис. 40.

Примеры измерения времен жизни методом СЗС по искажению формы линии приведены в работе [20]. В этих измерениях анализировалась форма γ -линии, которая соответствовала сумме переходов 3,2 кэВ и 56,5 кэВ в ^{74}Gd . Эти переходы возбуждались при распаде изомер-

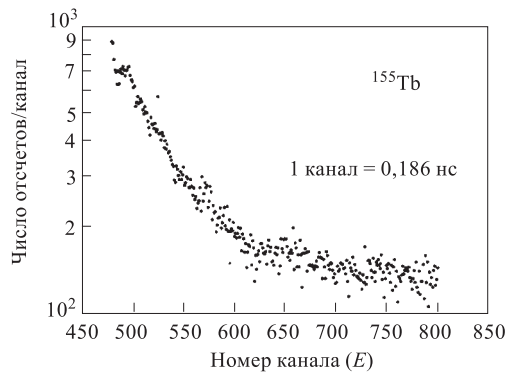


Рис. 40. Временной спектр задержанных совпадений, полученный на источнике ^{155}Tb , $T_{1/2} = 6,84(31)$ нс

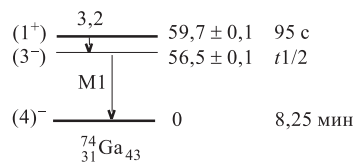
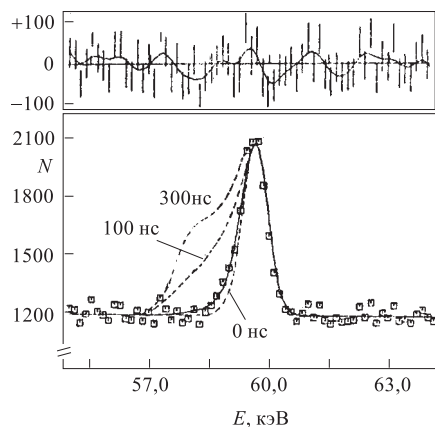
Рис. 41. Распад ${}^{74\text{m}}\text{Ga}$ 

Рис. 42. Форма гамма-линии с энергией 59 кэВ [20]

ного состояния 59,7 кэВ ($T_{1/2} = 95 \text{ с}$) ${}^{74\text{m}}\text{Ga}$ (рис. 41). В эксперименте была реализована истинная 4π -геометрия, так как ${}^{74\text{m}}\text{Ga}$ получался при облучении планарного детектора из сверхчистого Ge в результате реакции ${}^{74}\text{Ge}(n, p){}^{74\text{m}}\text{Ga}$. Площадь детектора составляла 1 см^2 при толщине чувствительного слоя 0,5 см. В ходе эксперимента формирующая цепочка $\tau_{\text{форм}}$ изменялась от 0,1 мкс до 3 мкс. При этом искажение формы линии сумм происходило только при $\tau_{\text{форм}} = 0,1 \text{ мкс}$. Разрешение на линии 59 кэВ составляло 0,75 кэВ. При $\tau_{\text{форм}} = 1 \text{ мкс}$ разрешение было 0,4 кэВ. На рис. 42 представлены результаты измерений и фитирования линии 59 кэВ, которые дали значение периода полураспада состояния 56,5 кэВ $T_{1/2} = 31, (5) \text{ нс}$. Этот результат следует рассматривать как предел в определении малых времен жизни этим методом. Этим же методом был определен период полураспада в 79 нс в ${}^{71}\text{Ge}$ и 2,96 мкс ${}^{73}\text{Ge}$. Очевидный недостаток этого метода заключается в том, что реакция возможна только на изотопах Ge, входящих в кристалл детектора, а также то, что детектор выходит из строя после определенного цикла его облучений.

7. ЭТАЛОННЫЕ РАДИОАКТИВНЫЕ ИСТОЧНИКИ ДЛЯ КАЛИБРОВКИ ОСВС

Развитие методики однокристалльной сцинтиляционной временной спектрометрии привело к созданию высокоэффективного спектрометра задержанных совпадений, основанного на автокорреляционном принципе, и потребовало подбора соответствующих калибровочных источников. Так как при использовании ОВС проводится анализ энергетических и временных корреляций ядерного излучения, то требуется установление корректной настройки аппаратуры с целью достижения предельно возможного низкоэнергетического

Таблица 6. Характеристики эталонных источников [47]

Источ-ник	$T_{1/2}$ источ.	Исслед. ядро	Энерг. уровня, кэВ	$T_{1/2}^*$ уровня, нс	$E1$, кэВ**	$E2$, кэВ	Каскад (% на распад)
^{73}As	80,3 сут	^{73}Ge	13,2	2940(30)	$E_K(53, 5) = 42, 4$	$E_L(13, 2) = 11, 8$	100
^{153}Gd	241,6 сут	^{153}Eu	103,2	3,90(3)	$E_K(69, 7) = 21, 2$	$E_K(103, 2) = 55, 3$	15
^{169}Yb	32 сут	^{169}Tm	316	661(7)	$E_L(63, 1) = 53, 0$	$E_K(198) = 138, 6$	96
^{225}Ac	10,0 сут	^{213}Po	0	3700(30)	$E_\beta = 1422$	$E_\alpha = 8376$	98
^{232}Th	$1, 4 \cdot 10^{10}$	^{212}Po	0	298(3)	$E_\beta = 2270$	$E_\alpha = 8784$	64
^{241}Am	443 лет	^{237}Np	59,5	68,3(2)	$E_\alpha = 5389; 5544$	$E_L(59, 5) = 37, 4$	~ 100

*Значение 2940(30) соответствует 2940 ± 30 .

**Запись $E_K(53, 5) = 42, 4$ означает: 53,5 — энергия перехода, 42,4 — энергия ЭВК.

порога регистрации ядерного излучения детектором и определения минимального времени жизни уровней, доступного для измерения этим методом. В спектрометре данного типа оно будет определяться уровнем шумов ФЭУ, временем высвечивания сцинтиллятора, длительностью импульса с ФЭУ и мертвым временем временного формирователя. Поэтому решение данной задачи требует использования набора эталонных источников, обеспечивающих регистрацию задержанных совпадений для определенных временных и энергетических диапазонов. В табл. 6 представлены данные, которые характеризуют эталонные источники, применявшиеся нами в методических исследованиях спектрометра совпадений: $T_{1/2}$ означает период полураспада радиоактивного изотопа, а $T_{1/2}^*$ (нс) — период полураспада изомерного состояния. В колонке $E1$ и $E2$ приведены значения энергий излучения (в скобках), заселяющего и разряжающего изомерное состояние соответственно. E_K , E_L и E_β характеризуют энергию конверсионных электронов и граничную энергию β -частиц. E_α характеризует диапазон энергий регистрируемых α -частиц. В тех случаях, когда зарядка и разрядка состояния происходит несколькими γ -переходами, указывается наиболее интенсивный переход. Для регистрации ядерного излучения использовался пластмассовый сцинтиллятор NE104 с временем высвечивания 1,9 нс и ФЭУ XR2020Q. Для разных источников измерения проводились в двух геометриях: 2π (^{153}Gd , ^{169}Yb , ^{225}Ac) и 4π для всех остальных источников. Ниже приводятся данные по методам приготовления радиоактивных источников.

^{73}As . Использование этого изотопа было обусловлено необходимостью определения низкоэнергетического порога регистрации ядерного излучения, так как проведение стандартной энергетической калибровки спектрометра затруднительно, вследствие присутствия в том же энергетическом диапазоне шумовых импульсов от ФЭУ. И только сам факт начала регистрации экспо-

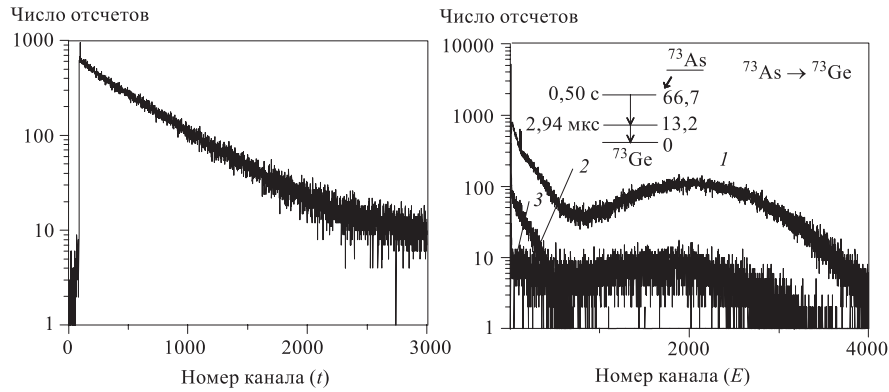


Рис. 43. Период полураспада состояния 13,2 кэВ в ^{73}Ge : $^{73}\text{As} \rightarrow ^{73}\text{Ge}$, $T_{1/2} = 2,94(3)$ мкс, $\Delta t = 8$ нс/канал

Рис. 44. Энергетические спектры при распаде ^{73}As : 1 — одиночный спектр ^{73}As , 2 — спектр задержанного излучения, 3 — спектр излучения, заряжающего изомерное состояние

нциального временного распределения при понижении порога временного формирователя позволяет утверждать, что порог регистрации не превышает 10 кэВ. На рис. 43 представлен результат измерения периода полураспада изомерного состояния 13,2 кэВ в ^{73}Ge . На рис. 44 представлены энергетические спектры излучений, возникающих при распаде ^{73}As . Источник ^{73}As был получен следующим образом: As_2O_3 (800 Бк), находившийся в растворе бидистиллированной воды, наносился на поверхность сцинтиллятора $\varnothing 10 \times 3$ мм и высушивался. Затем по периметру таблетки наносился дихлорэтан, и первая таблетка закрывалась второй аналогичной таблеткой. Дихлорэтан растворял поверхностные слои сцинтиллятора, изготовленного на основе стирола, обеспечивая, таким образом, 4π -геометрию регистрации излучения ^{73}As .

^{153}Gd . Источник ^{153}Gd был использован для демонстрации возможности измерения наносекундных времен жизни методом ОВС. Изотоп ^{153}Gd был получен в результате реакции расщепления танталовой мишени быстрыми протонами с энергией 660 МэВ на фазотроне ЛЯП ОИЯИ. После химического выделения из группы РЗЭ фракции Tb и некоторой выдержки была проведена масс-сепарация фракции Tb с целью выделения изобарной цепочки с $A = 153$. При масс-сепарации источник внедрялся в алюминиевую ленту и в таком виде помещался на пластмассовый сцинтиллятор. На рис. 24, как указывалось ранее, приведен результат измерений периода полураспада состояния 103,2 кэВ в ^{153}Eu , возбуждаемом при распаде ^{153}Gd . Мертвое время используемого дискриминатора в этом случае не превышало 10 нс, порог регистрации излучения не превышал 30 кэВ.

^{169}Yb . Источник ^{169}Yb приготавливался так же, как и источник ^{153}Gd . Регистрация низкоэнергетического излучения источника ^{169}Yb производилась пластмассовым сцинтиллятором размером $\varnothing 25 \times 25$ мм в 2π -геометрии при пороге регистрации $E \geq 30$ кэВ. Результаты измерений в ^{169}Yb были представлены ранее на рис. 27 и 28.

^{225}Ac . Измерение периода полураспада ^{213}Po , так же, как и ^{212}Po , проводилось на источнике сложного изотопного состава в радиоактивной цепочке, начинающейся с ^{225}Ac . Источник выделялся ионообменным методом из

^{229}Th и высушивался на пластмассовом сцинтилляторе. Это обеспечивало 2π -геометрию регистрации излучения. На рис. 27 представлен временной спектр, характеризующий период полураспада ^{213}Po , а на рис. 32 приведены энергетические спектры, включающие в себя спектр β^- -, α -, e -излучения цепочки $^{225}\text{Ac} \rightarrow ^{209}\text{Bi}$ и спектр задержанных $\beta^- - \alpha$ -совпадений.

^{232}Th . Измерение периода полураспада основного состояния ^{212}Po проводилось также с использованием источника сложного изотопного состава в длинной радиоактивной цепочке. Источник приготавливался следующим образом: водный раствор азотнокислого тория наносился на поверхность пластического сцинтиллятора $\varnothing 10 \times 6$ мм и высушивался, затем сцинтиллятор склеивался с аналогичным сцинтиллятором при помощи стирола. Было нанесено в пересчете на металл около 10 мг тория [40]. Сцинтиллятор подобного размера в основном регистрирует только α^- - и β^- -частицы и электроны внутренней конверсии. Временной спектр приведен на рис. 27.

^{241}Am . Препарат ^{241}Am был получен в виде раствора после хроматографической очистки. Метод герметизации источника аналогичен способу приготовления источника ^{73}As . Этот источник, так же, как и источник ^{73}As , позволяет определить порог регистрации низкоэнергетического излучения и является в этом смысле более удобным, чем источник ^{169}Yb , вследствие большего периода полураспада и более высокой эффективности регистрации задержанных совпадений. На рис. 45 представлены результаты измерений, проведенные на этом источнике.

Таким образом, проведенный подбор эталонных радиоактивных источников позволяет осуществить временную и энергетическую калибровку спек-

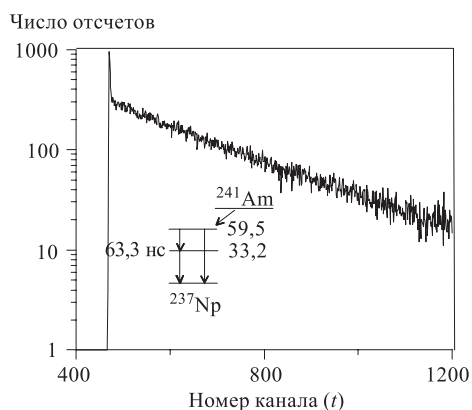


Рис. 45. Период полураспада состояния 59,5 кэВ в ^{237}Np : $^{241}\text{Am} \rightarrow ^{237}\text{Np}$, $\Delta t = 0,73$ нс/канал, $T_{1/2} = 68,3$ нс

трометра по известным энергиям переходов в ядрах и периодам полураспада изомерных состояний ядер во временном диапазоне, начиная от 4 нс до 4 мкс, и в энергетическом диапазоне, начиная с 10 кэВ.

8. АМПЛИТУДНО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОСЛЕИМПУЛЬСОВ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ

Изомерные состояния заряжаются или разряжаются, как правило, низкоэнергетическими γ -переходами, поэтому поиск изомерных состояний связан с необходимостью обеспечения регистрации γ -переходов, начиная от нескольких кэВ до 100–200 кэВ, т.е. для переходов, коэффициенты внутренней конверсии которых достаточно велики. Так как в методике ОВС в основном используются ФЭУ, то проблема влияния зарегистрированных шумовых импульсов ФЭУ на временное распределение коррелированных событий от исследуемого изотопа для низкоэнергетического излучения стоит на первом месте. Фотоэлектронные умножители относятся к тому классу приборов, которые преобразуют световое излучение в электрические сигналы. Процесс этого преобразования сопровождается рядом побочных эффектов, которые могут влиять на конечный результат проводимых исследований. При изучении, например, времен жизни возбужденных состояний ядер методом задержанных совпадений форма кривой совпадений может быть искажена вследствие появления, помимо зарегистрированного, основного импульса (ОИМ), а также предимпульсов, предшествующих ОИМ, и послеимпульсов (ПИМ), появляющихся после ОИМ. Процессы образования этих видов импульсов отражены в работах [48–58]. Заметим, что и те, и другие импульсы генетически связаны с ОИМ. В работе [59] было проведено изучение амплитудно-временных характеристик ПИМ для нескольких типов временных ФЭУ. Каждая группа ПИМ имеет вполне определенное положение во времени относительно ОИМ. Можно представить следующую классификацию основных групп ПИМ:

1. Высокочастотные импульсы (ВЧИМ), обусловленные затухающими колебаниями ($f \approx 100\text{--}120$ МГц), возникающими сразу после прохождения импульсов с крутыми фронтами на контуре, образованном паразитными емкостями и индуктивностями оконечных каскадов ФЭУ, и на входе временного формирователя.

2. Импульсы, обусловленные оптической обратной связью (ООС). Время появления этих импульсов определяется временем прохождения электронов через ФЭУ. Эта величина лежит в диапазоне 20–60 нс. Причиной появления ООС является высвечивание атомов и молекул остаточных газов и конструкционных материалов ФЭУ, возбужденных электронами. Эти фотоны и являются причиной эмиссии вторичных фотоэлектронов с фотокатода ФЭУ.

3. Импульсы, обусловленные ионной обратной связью (ИОС). Процесс их появления связан с эмиссией электронов с фотокатода и близлежащих электродов под действием соударения с положительно заряженными ионами, которые образуются как при фотоионизации молекул остаточных газов, так и при их возбуждении электронным током в ФЭУ. Так как возникновение импульсов ИОС связано с относительно медленным перемещением ионов под действием электрического поля по сравнению с электронами, то они могут запаздывать по отношению к ОИМ на время от десятков наносекунд до десятков микросекунд.

4. Импульсы, обусловленные инерционной эмиссией динодов и входной камеры ФЭУ [49]. Время их появления после ОИМ варьируется от нескольких секунд до сотен секунд. Не во всех ФЭУ в равной мере наблюдаются рассмотренные процессы. Интенсивность их развития определяется конкретным типом ФЭУ, технологией его изготовления и используемыми конструктивными материалами, напряжением на ФЭУ, оптимизацией междуэлектродных потенциалов. Устранить ПИМ полностью невозможно, однако учет их влияния на результаты эксперимента в ряде случаев вполне реален. Детальное исследование временных характеристик ПИМ необходимо для оптимизации параметров автокорреляционного сцинтилляционного временного спектрометра, чтобы избежать возможных ошибок при интерпретации полученных результатов при регистрации низкоэнергетического излучения на фоне высокоэнергетического излучения.

8.1. Аппаратура. Обычно ПИМ исследуется осциллографическим или автокорреляционным методом. В работе [59] использовался последний метод. Блок-схема автокорреляционного спектрометра приведена на рис. 21. Спектрометр работал в режиме регистрации двумерных совпадений $E - T$ как от радиоактивного источника, так и при подсветке фотокатода ФЭУ световым диодом (СД), излучающим в красной области спектра, для получения количественных данных. В качестве генератора применялся генератор наносекундных интервалов И1-8. Частота следования световых импульсов составляла 10 кГц. Длительность отдельного измерения равнялась 5 мин. При анализе ВЧИМ, когда существенным фактором оказывалось влияние длительности фронта импульса, амплитудно-временные характеристики исследовались при регистрации гамма-излучения пластическим сцинтиллятором с малым временем высвечивания.

8.2. Временные характеристики послеимпульсов. На рис. 46, *a* представлено временное распределение ПИМ для XR2020Q при регистрации γ -излучения от источника ^{60}Co пластическим сцинтиллятором. Порог регистрации ПИМ не превышал 50 кэВ. Обращает на себя внимание периодическая структура в начальной части спектра, представленная на рис. 46, *b* ($N_k \sim 900-1100$), которая может соответствовать ВЧИМ ($f \sim 150$ МГц) и ООС. При изменении напряжения на ФЭУ или порога дискриминатора

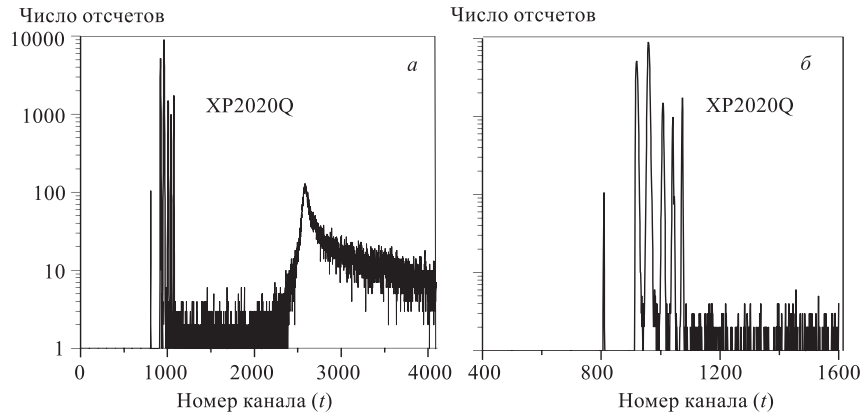


Рис. 46. Временное распределение ПИМ от источника ^{60}Co : $V_{\Phi} = 1900 \text{ В}$, $V_d = 0,05 \text{ В}$, $\Delta t_k = 0,17 \text{ нс/канал}$

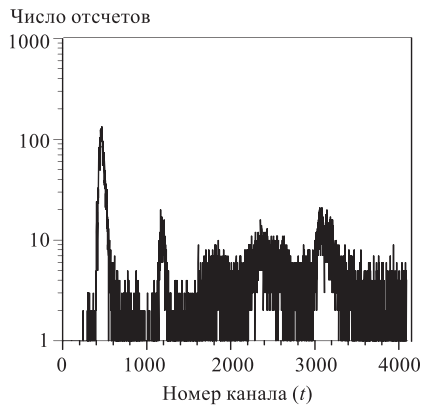


Рис. 47. Временное распределение ПИМ для ФЭУ-30, $\Delta t_k = 0,35 \text{ нс/канал}$

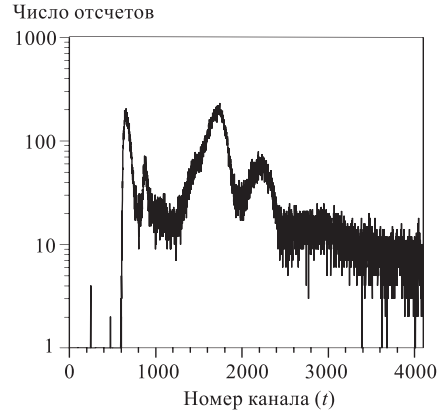


Рис. 48. Временное распределение ПИМ для ФЭУ-87, $\Delta t_k = 0,35 \text{ нс/канал}$

эта группа сохраняет в первом приближении свою структуру, хотя в группе происходит и перераспределение интенсивностей пиков и возникновение новых пиков. Пик в районе 2600 канала ($\Delta \sim 250 \text{ нс}$) обусловлен ИОС. На рис. 47, 48 приведены временные распределения ПИМ для различных ФЭУ при их засветке СД. При повышении напряжения на ФЭУ-87 и ФЭУ-30 происходит постепенное размытие пиков ПИМ. При повышении напряжения на ФЭУ временное распределение от XR2020Q сохраняет свою структуру. Это

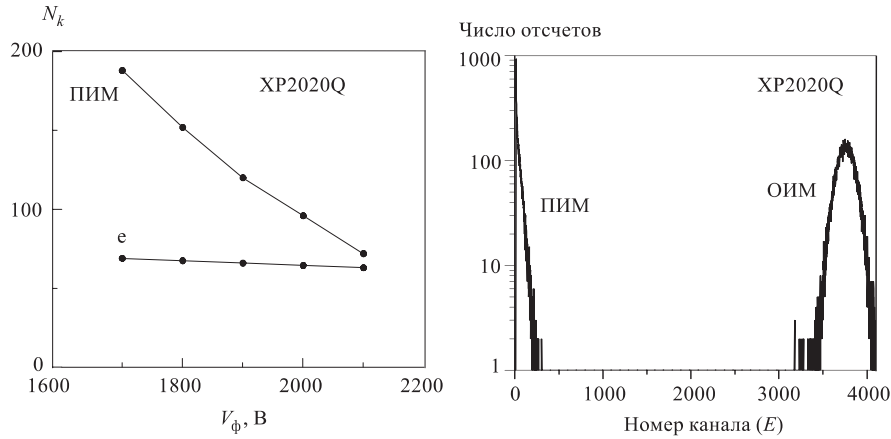


Рис. 49. Зависимость времени пролета носителей заряда, вызывающих ПИМ, и электронов от напряжения на ФЭУ: $V_0 = 0,5$ В, $\Delta t_k = 0,35$ нс/канал

Рис. 50. Амплитудное распределение ПИМ, вызванных ИОС; $V_\phi = 1900$ В

позволяет с достаточной точностью определить разницу во времени пролета носителей заряда в ФЭУ XR2020Q (рис. 49) в зависимости от напряжения на ФЭУ. Сравнение этих распределений свидетельствует о меньшей скорости носителей заряда, обуславливающей появление пика во временном спектре ПИМ, т.е. об ИОС. Наличие пика на временной характеристике ПИМ определяется тем фактом, что распределение поля между фотокатодом и первым динодом такое, что время, необходимое иону с данной массой и зарядом для достижения фотокатода, в первом приближении не зависит от точки образования иона. На подобное обстоятельство обращалось внимание в работе [50] при изучении ФЭУ RCA-7850. В исследованном нами временном диапазоне пики ПИМ для ФЭУ-87 сосредоточены в районе 140–160 нс, а для ФЭУ-30 — от 70 до 980 нс. Наблюдение значительного числа пиков ПИМ может быть связано с однократной или двукратной ионизацией атомов и молекул таких газов, как, например, H_2 , He, N_2 , A, Xe. Изучение временных характеристик транспортировки ионов для ФЭУ-87 и ФЭУ-30, подобных представленным на рис. 50, установило разную подвижность ионов, что свидетельствует о разных значениях M/Z . Заметим, что для всех ФЭУ во всех измерениях амплитуда выходного сигнала устанавливалась равной $V_0 = 0,5$ В. Дискриминатор работал в интегральном режиме. Качественная картина временных распределений для однотипных ФЭУ сохраняется.

8.3. Амплитудные характеристики послеимпульсов. Различные группы ПИМ имеют разную зависимость от напряжения на ФЭУ и разные амплитуды выходного сигнала. Амплитуда ВЧИМ приблизительно пропорциональна ам-

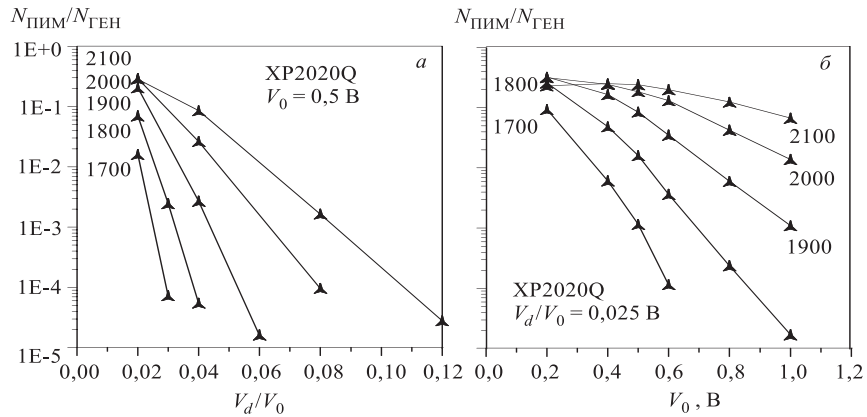


Рис. 51. Относительные интенсивности ПИМ, вызванных ИОС, для XP2020Q в зависимости от а) V_d/V_0 , $V_0 = 0,5 \text{ В}$; б) V_0 , $V_d/V_0 = 0,025$

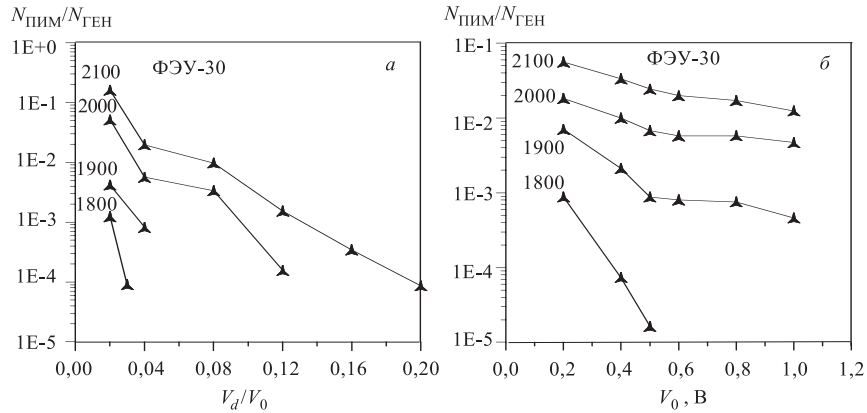


Рис. 52. Относительные интенсивности ПИМ, вызванных ИОС, для ФЭУ-30 в зависимости от а) V_d/V_0 , $V_0 = 0,5 \text{ В}$; б) V_0 , $V_d/V_0 = 0,025$

плитуде выходного сигнала и не превышает для ФЭУ-30 $\sim 22\%$, для ФЭУ-87 $\sim 12\%$ и для XP2020Q $\sim 22\%$. Амплитуда выходного сигнала при этом варьировалась от 0,2 до 1,0 В. Амплитудное распределение ПИМ, обусловленное ИОС, приведено на рис. 50. Спектр ПИМ измерялся в режиме задержанных совпадений, спектр ОИМ — результат случайных совпадений. Более полное представление об амплитудах ПИМ можно составить по рис. 51, а, 52, а, 53, а, на которых приведены отношения числа ПИМ $N_{\text{ПИМ}}$, взятых из

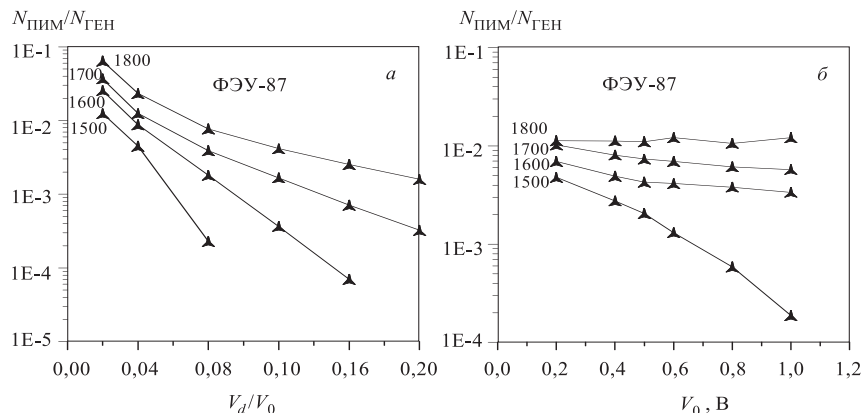


Рис. 53. Относительные интенсивности ПИМ, вызванных ИОС, для ФЭУ-87 в зависимости от а) V_d/V_0 , $V_0=0,5$ В; б) V_0 , $V_d/V_0=0,05$

распределений, подобных представленным на рис. 47–49, к числу световых импульсов $N_{\text{ген}}$. При $N_{\text{ПИМ}}/N_{\text{ген}} = \text{const}$ амплитуды ПИМ увеличиваются (V_d/V_0 становятся больше) по мере роста $V_{\text{ф}}$. Порог дискриминатора характеризуется V_d . На рис. 51, б, 52, б, 53, б приведены данные, характеризующие развитие процесса ионизации в различных ФЭУ. При этом относительный порог срабатывания V_d/V_0 оставался постоянным. Во всех рассмотренных случаях по мере роста электронного тока в импульсе возрастает относительное число ПИМ с большими амплитудами. В ФЭУ-87 по мере повышения $V_{\text{ф}}$ это отношение стремится к постоянной величине, т.е. начинают преобладать импульсы больших амплитуд. Неожиданно, на первый взгляд, выглядят зависимости отношений максимальных значений амплитуд ПИМ, обусловленные ИОС, к амплитудам ОИМ от напряжений на ФЭУ для разных значений амплитуды (или тока) импульса на выходе ФЭУ (рис. 54). Большее значение этого отношения при малых токах в анодной нагрузке ФЭУ по сравнению с большими значениями тока в нагрузке при определенном напряжении $V_{\text{ф}}$ означает, что ионный ток ПИМ в ФЭУ не пропорционален электронному. Подобная картина соответствует характеристикам, приведенным на рис. 51, б, 52, б, 53, б. Очевидно, что в рассмотренном временном интервале процесс ионизации, приводящий к образованию ПИМ, происходит в объеме между фотокатодом и первыми диодами. Подобная зависимость характерна для рассмотренных типов ФЭУ и, очевидно, означает, что меньшему ускоряющему напряжению в рассматриваемом объеме соответствует большее сечение ионизации ионов.

Использование сцинтилляционных детекторов в спектрометрах совпадений требует учета ПИМ при регистрации низкоэнергетического излучения в

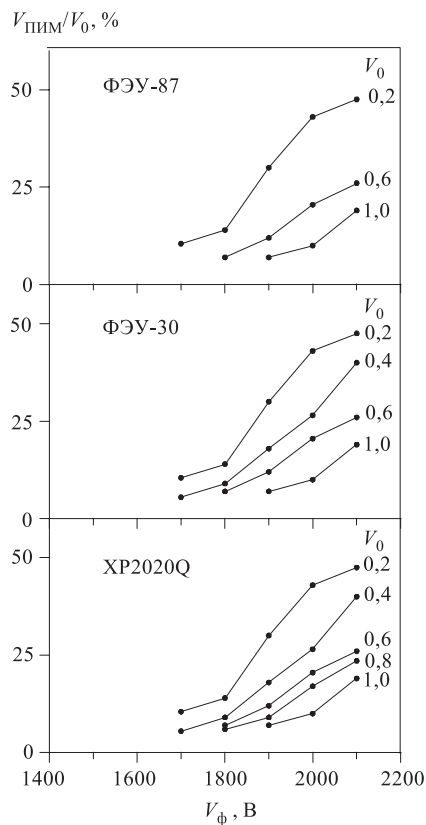


Рис. 54. Зависимости отношения амплитуд $V_{\text{ПИМ}}/V_0$ от V_{ϕ} . Цифры у кривых соответствуют амплитуде выходного сигнала V_0

вания ПИМ, а также подбор ФЭУ для временных измерений с отбраковкой ФЭУ с большим уровнем ПИМ.

спектрах совпадений на фоне регистрации излучения с большим энерговыделением. Полностью исключить влияние ВЧИМ можно в том случае, если максимальные амплитуды ВЧИМ, возникающие при регистрации излучения, меньше амплитуд импульсов, соответствующих энергиям переходов, заряжающих и разряжающих изомерное состояние. В этом случае повышение порога V_d выше амплитуды ВЧИМ позволяет получить искаженную кривую задержанных совпадений. Другой способ устранения влияния ВЧИМ — это увеличение мертвого времени дискриминатора для исключения неинформативной области временного анализа. Лучшее согласование выхода ФЭУ со входом дискриминатора также позволяет существенно понизить уровень ВЧИМ. Устранение влияния ИОС на результаты эксперимента достигается подбором типа ФЭУ, оптимизацией V_{ϕ} , V_d . Среди рассмотренных нами ФЭУ лучшим для измерения времен жизни уровней методом ОСВС является ХР2020Q, который имеет в начальной части временного диапазона участок не менее 200 нс, не искаженный ПИМ. Рассмотренная методика облегчает изучение процессов образо-

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Однокристалльная временная спектроскопия является одним из вариантов метода задержанных совпадений, обеспечивающим эффективный поиск и измерение времен жизни нано- и микросекундных изомеров и основных состояний короткоживущих ядер. Основное его отличие заключается в возможности использования геометрии измерений вплоть до 4π и реализации

режима трехмерных совпадений на одном детекторе. Диапазон измеряемых времен жизни, перекрываемый этим методом, простирается от 4 нс до 100 с в зависимости от используемого варианта спектрометра задержанных совпадений. Эти спектрометры могут представлять собой стандартные спектрометры быстро-медленных совпадений СТАРТ–СТОП, спектрометры с регистрацией многократных сигналов СТОП, а также автокорреляционные временные спектрометры. В качестве детекторов излучения применяются как сцинтилляционные, так и полупроводниковые детекторы. Основное назначение однокристалльных сцинтилляционных временных спектрометров — использование в «on-line»-экспериментах на пучках заряженных или нейтральных частиц, а также при анализе продуктов реакции делящихся ядер. На примере двухдетекторного четырехмерного ($E1 - E2 - E3 - T$) сцинтилляционного временного спектрометра тройных совпадений показано, что фактически развита методика меченых ядер при наличии в них или изомерного возбужденного, или короткоживущего основного состояния, так как в спектрах совпадений вскрывается вся система каскадных γ -переходов, заряжающих или разряжающих изомерное или короткоживущее основное состояние ядра. Так как зарядка и разрядка изомерного состояния происходит, как правило, путем низкоэнергетических переходов с большим коэффициентом конверсии, то одновременно с γ -лучами происходит регистрация и рентгеновского излучения. Это позволяет по самому факту присутствия в γ -спектре совпадений рентгеновских лучей, характерных для ядра с определенным Z , определить элемент, в котором имеется изомерное состояние. Поэтому отпадает необходимость в использовании масс-сепаратора с лазерным ионным источником, обеспечивающим селективное выделение определенного элемента. Рассмотренный спектрометр позволяет исследовать за счет более высокой эффективности регистрации совпадений радиоактивные ядра, образующиеся в ядерных реакциях, идущих с малыми сечениями.

Эффективность поиска наносекундных и микросекундных изомеров наглядно продемонстрирована на примере анализа длинных радиоактивных цепочек, начинающихся с ^{225}Ac (8 радиоактивных ядер) и ^{232}Th (11 радиоактивных ядер). Очевидно, что наибольшая эффективность регистрации совпадений будет реализована при исследовании ядер, претерпевающих β^- - или α -распад. При K -захвате эта эффективность будет определяться коэффициентами внутренней конверсии переходов, связывающих изомерное состояние, и эффективностью регистрации рентгеновского излучения пластическим сцинтиллятором. К несомненным достоинствам метода следует отнести возможность использования АЦП в режиме стробируемых линейных ворот, что обеспечивает высокую эффективность регистрации низкоэнергетического γ -излучения в спектрах тройных совпадений. Продemonстрирована также высокая эффективность регистрации каскадного γ -излучения, связанного с изомерным состоянием, по задержанным совпадениям.

Высокая эффективность регистрации задержанных совпадений обеспечивает возможность проведения прецизионных измерений периодов полураспада изомерных состояний в нано- и микросекундном диапазоне за сравнительно короткое время — от нескольких десятков минут до нескольких часов в зависимости от интенсивности изомерного каскада.

Очевидно, что наиболее эффективно автокорреляционные однокристалльные сцинтилляционные временные спектрометры могут быть использованы со спектрометрами типа «Crystal Ball» или со сцинтилляционными детекторами с большими неорганическими кристаллами с колодцем в «on-line»-экспериментах, хотя уже дополнение к ОВС только одного высокоэффективного полупроводникового детектора позволяет решать большинство задач по поиску и идентификации изомеров.

Контроль диапазона измеряемых времен жизни от 4 нс до 4 мкс и энергетического порога регистрации излучения, начиная с 10 кэВ, может быть обеспечен набором эталонных источников — ^{73}As , ^{151}Gd , ^{169}Yb , ^{232}Th , ^{241}Am .

Автокорреляционные временные спектрометры позволили осуществить отбор ФЭУ с малым уровнем послеимпульсов, влияние которых на временное распределение при анализе задержанных совпадений низкоэнергетического излучения может оказаться весьма значительным.

Несомненным достоинством рассмотренного метода является его простота, дешевизна и доступность серийно производимой аппаратуры и материалов, что может способствовать широкому использованию автокорреляционных временных спектрометров в физических исследованиях.

Авторы признательны В.Б.Бруданину и В.Г.Калинникову за содействие в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Schwarzschild A.Z., Warburton E.K.** — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1968, v.18, p.265.
2. **Бэлл Р.Э.** — В кн.: Альфа-, бета-, гамма-спектроскопия. Под ред. К.Зигбана. М.: Атомиздат, 1969, вып.3, с.43.
3. **Берлович Э.В., Василенко С.С., Новиков Ю.Н.** — В кн.: Времена жизни возбужденных состояний атомных ядер. Л.: Наука, 1972, с.210.
4. **Мейлинг В., Стари Ф.** — В кн.: Наносекундная импульсная техника. М.: Атомиздат, 1973, с.384.
5. **Lobner K.T.G.** — In: Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy. Ed. W.Hamilton, N.H. Publ. Comp., 1975, ch.6, p.173.
6. **Аликов Б.А., Морозов В.А., Мунинов Т.М., Усманов Р.Р.** — В кн.: Современные методы ядерной спектроскопии. Л.: Наука, 1984, вып.11, с.132.
7. **Fossan D.D., Warburton E.K.** — Nucl. Spectr. and React., pt. C, 1974, p.307.
8. **Nolan P.J., Sharpey-Schafer J.F.** — Rep. Prog. Phys., 1979, v.42, No.1, p.1.

9. Landaud G. — Nucl. Instr. and Meth., 1964, v.26, p.117.
10. Гольдманский В.И., Подгорецкий М.И. — Доклады АН СССР, 1955, т.100, с.237.
11. Быков А.А., Витман В.Д., Мороз Ф.В. и др. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1980, т.44, с.918.
12. Вьлов Ц., Кузнецов В.В., Осипенко Б.Л. и др. — Препринт ОИЯИ 13-6389, Дубна, 1972.
13. Басиладзе С.Г. — Препринт ОИЯИ 13-7955, Дубна, 1974.
14. Radeloff J., Buttler N., Kesternich W. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1967, v.47, p.109.
15. Matoba M., Hyakutake H., Yamamoto H. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1971, v.94, p.192.
16. Lowe L.M., Boulter J.F., Prestwith W.V. — Nucl. Instr. and Meth., 1972, v.105, p.461.
17. Coates P.B. — Nucl. Instr. and Meth., 1973, v.113, p.311.
18. Glatz J., Lobner K.E.G. — Nucl. Instr. and Meth., 1971, v.94, p.237.
19. Catalog Bicron — <http://www.bicron.com>.
20. Van Klinken J., Taff L.M. — Phys. Rev., 1977, v.C15, No.1, p.431.
21. Kirkegaard P., Eldrup M. — Comp. Phys. Comm., 1974, v.7, p.401.
22. Zloказov V.B. — Comp. Phys. Comm., 1978, v.13, No.5/6, p.389.
23. Tove P.A. — Nucl. Instr. and Meth., 1957, v.1, p.95.
24. Favret D. — Preprint Lyon University LYCEN 6924, 1969, p.73.
25. Морозов В.А., Муминов Т.М. — ПТЭ, 1973, №1, с.79.
26. Будзински М., Бутцев В.С., Морозов В.А. и др. — ЯФ, 1975, т.21, с.913.
27. Жильцов А.А., Морозов В.А., Разов В.И. и др. — ПТЭ, 1987, №1, с.39.
28. Борейко В.Ф., Будашов Ю.Г., Валуев Ю.М. и др. — Препринт ОИЯИ 13-6396, Дубна, 1972.
29. Аликов Б.А., Андрейчев В., Громов К.Я. и др. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1979, т.43, с.904.
30. Kennedy G., Deslauries J., Gujrathi S.C. et al. — Phys. Rev. C, 1977, v.13, p.792.
31. Bleck J., Haag D.W., Leitz W., Rible W. — Phys. Lett., 1968, v.26B, p.134.
32. Kelly W.H., McHarris W.G. — Phys. Rev., 1969, v.188, p.1851.
33. Leigh J.R., Nakai V., Maier K.H. et al. — Nucl. Phys., 1973, v.A213, p.1.
34. Аликов Б.А., Андрейчев В., Кузнецов В.В. и др. — Препринт ОИЯИ Р6-12220, Дубна, 1979.
35. Энулеску А., Питику И., Вавачета И. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1974, т.38, с.2090.
36. Greenwood L.R. — NDS, 1975, v.15, p.497.
37. Mouchel D., Hansen H.H. — Z. Phys. F, 1984, v.315, p.113.
38. Морозов В.А., Морозова Н.В., Лебедев Н.А. — Препринт ОИЯИ Р6-95-303, Дубна, 1995.
39. Морозов В.А., Чуринов И.Н., Морозова Н.В. — ПТЭ, 1998, №5, с.21.
40. Морозов В.А., Калинин В.Г., Морозова Н.В. и др. — ПТЭ, 1998, №5, с.26.
41. Будашов Ю.Г., Зинов В.Г., Краснобородов Б.С. — ПТЭ, 1972, №1, с.114.
42. Антюхов В.А., Вьонг Дао Ви, Динель З. и др. — Препринт ОИЯИ 10-80-650, Дубна, 1980.
43. Антюхов В.А., Георгиев А., Гонс З. и др. — Препринт ОИЯИ Р10-87-928, Дубна, 1987.

44. PAW. The Complete Reference. Version 2.03. CERN Program Library Long Writeup Q121, 1993, CERN, Geneva, Switzerland.
45. **Ваврышук Я., Громов К.Я., Злоказов В.Б. и др.** — ЯФ, 1998, т.61, №8, с.1424.
46. **Ваврышук Я., Юдашев М.Б., Громов К.Я. и др.** — Изв. РАН, сер. физ., 1997, т.61, с.31.
47. **Firestone R.B.** — Table of Isotopes. VII. John Wiley&Sons. Inc., 1996.
48. **Ланько Э.В., Домбровская Г.С.** — ПТЭ, 1967, №5, с.218.
49. **Ветохин С.С., Гулагов И.Р., Перцев А.И.** — Одноэлектронные фотоприемники. М.: Энергоатомиздат, 1986.
50. **Morton G.A., Smith H.M., Wasserman R.** — IEEE Trans. NS-14, 1972, p.433.
51. **Krall H.R.** — IEEE Trans. NS-14, 1967, p.455.
52. **Matheson R.M., Heloy F.A.** — IEEE Trans. NS-15, 1968, p.195.
53. **Stevens S.S., Langworth J.** — IEEE Trans. NS-19, 1972, p.356.
54. **Coates P.B.** — J. Phys D: Appl. Phys., 1973, v.6, No.10, p.1159.
55. **Yamashita M., Yura O., Kamada Y.** — Nucl. Instr. and Meth., 1982, v.196, p.199.
56. **Incandela J.R., Ahlen S.P., Beatty J. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1988, v.A269, p.237.
57. **Moszynski M., Costa G.J., Guillaume et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1991, v.A307, p.97.
58. **Ranucci G., Bonetti S., Cavaletti R. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1993, v.A303, p.276.
59. **Морозов В.А., Морозова Н.В.** — ПТЭ, 1997, №4, с.97.