

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

---

А.К. Будыка

СПЕКТРОМЕТРИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ.  
ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ТЕРМИНОЛОГИЯ

*Учебно-методическое пособие*

Москва 2021

УДК 539.1.07(075.8)

ББК 22.38

Б 90

Будыка А.К. **Спектрометрия ионизирующих излучений. Основные понятия и терминология: Учебно-методическое пособие** [Электронный ресурс]. – М.: НИЯУ МИФИ, 2021. – 144 с.

В книге приведены определения основных понятий и терминов, встречающихся в учебной и научной литературе по спектрометрии гамма-излучения, заряженных частиц и нейтронов, и размещены в алфавитном порядке. Для удобства приводятся английские эквиваленты русских терминов.

Предназначено для студентов и аспирантов, обучающихся по направлениям подготовки «Ядерные физика и технологии», «Атомные станции: проектирование, эксплуатация и инжиниринг», «Ядерная энергетика и теплофизика», изучающих курс спектрометрии ионизирующих излучений.

*Рецензент: гл. конструктор АО «СНИИП», д-р техн. наук, проф. С.Б. Чебышов*

ISBN 978-5-7262-2794-8

© Национальный исследовательский  
ядерный университет «МИФИ», 2021

Редактор *Е.Е. Шумакова*. Оригинал-макет подготовлен *С.В. Тялиной*

Подписано в печать 27.09.2021. Формат 60×84 1/16. Уч.-изд.л. 11,25. Печ.л. 11,25. Изд. № 037-1.

---

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».  
115409, Москва, Каширское ш., 31.

## Предисловие

Настоящая книга предназначена для студентов и аспирантов, обучающихся по направлениям подготовки «Ядерная физика и технологии», «Атомные станции: проектирование, эксплуатация и инжиниринг», «Ядерная энергетика и теплофизика», изучающих курс спектрометрии ионизирующих излучений – раздел экспериментальной ядерной физики, посвященный методам определения энергетических спектров излучений.

В пособии приводятся определения основных понятий и терминов, встречающихся в учебной и научной литературе по спектрометрии гамма-излучения, заряженных частиц и нейтронов. Перечень представленных терминов не является исчерпывающим и в дальнейшем может быть изменен или дополнен.

При подготовке материалов использовались разнообразные источники (справочники, монографии, учебные пособия и др.), ниже приведен список лишь некоторых из них. Определения, данные в настоящем пособии, часто не совпадают с определениями, встречающимися в официальных документах (российских и международных стандартах, официальных справочных изданиях, нормативных актах и т.п.). Это сделано намеренно и связано со стремлением привести наиболее адекватную, по мнению автора, формулировку, отражающую суть процесса или явления, дополнив ее информацией, иллюстрирующей использование термина в контексте задач спектрометрии. Для удобства приведены английские эквиваленты русских терминов. Термины размещены в алфавитном порядке.

Предлагаемая книга будет полезна для подготовки к контрольным работам, зачетам и экзаменам по курсу спектрометрии, но *не является единственным* учебно-методическим пособием. Пособие также может представлять интерес как краткий справочник, облегчающий понимание учебников, оригинальных статей и монографий, в которых затрагиваются вопросы спектрометрии ионизирующих излучений.

Автор сердечно благодарит своих коллег – сотрудников кафедры радиационной физики и безопасности атомных технологий НИЯУ МИФИ доцента В.М. Демина, доцента М.П. Панина и А.А. Званцева за внимательное прочтение рукописи и ряд ценных замечаний, учтенных в итоговом варианте. Автор выражает искреннюю признательность профессору С.Б. Чебышову за сделанные в процессе рецензирования рекомендации и положительную оценку пособия.

## СПИСОК ТЕРМИНОВ

Термин	Стр.
Абсолютная эффективность	18
Абсолютная эффективность по пику полного поглощения	18
Авторадиография	18
Активационные детекторы для спектрометрии нейтронов	19
Активность	19
Альфа-активность	20
Альфа-спектрометрия	21
Амплитуда импульса	22
Аналогово-цифровой преобразователь	22
Аннигиляционное излучение	23
Антропогенные радионуклиды	24
Аппаратурная форма линии	24
Асимметрия	25
Аналогово-цифровой преобразователь	25
Аэрозоли радиоактивные	25
Баллистическая ошибка	26

Баллистический дефицит	26
Бета-активность	26
Биркса формула	26
Болометр	28
Внутреннее сопротивление детектора	29
Внутренняя эффективность детектора	29
Временное разрешение спектрометра	30
Время высвечивания сцинтиллятора	30
Время достижения амплитуды	30
Времяпролетный спектрометр нейтронов	31
Выходной импульс усилителя	32
Гамма-спектрометр	32
Гашение сцинтилляций	32
Геометрическая эффективность детектора	33
Германиево-литиевый детектор	33
Гигроскопичность сцинтиллятора	34
Граничная энергия бета-спектра	34
Детектор	35
Детектор из особо чистого германия	35

Детектор пассивированный ионно-имплантированный планарный кремниевый, PIPS®	36
Динамический диапазон усилителя	37
Дисперсия случайной величины	37
Дифференциальная нелинейность	37
Дифференцирующая цепочка	38
Диффузионно-дрейфовый детектор	38
Диффузионный детектор	39
Длинный кабель	39
Длительность импульса	39
Добротность	40
Доплеровское уширение спектральной линии	40
Емкость детектора	41
Естественные радионуклиды	41
Жидкий сцинтиллятор	41
Жидкосцинтилляционная спектрометрия	42
Жизненный цикл объектов использования атомной энергии	43
Запрещенная зона	44
Зарядочувствительный предусилитель	44
Защита многослойная	45

Идентификация радионуклида	45
Изотопы	45
Импеданс коаксиального кабеля	45
Интегральная нелинейность	46
Интегрирующая цепочка	47
Интерполяционный сплайн	47
Ионизационная камера	47
Ионизационная камера с сеткой	48
Ионизационное торможение	49
Ионизирующее излучение	49
Ионно-имплантированный кремниевый ППД	50
Источник ионизирующих излучений	50
Источник нейтронов	51
Каскадное суммирование	52
Классификация нейтронов по энергиям	52
Коллимация альфа-излучения	53
Комптоновский континуум	54
Комптоновский край	54
Комптоновский спектрометр	54

Комптоновское плато	55
Комптоновское рассеяние	55
Конверсионная эффективность сцинтиллятора	56
Коэффициент ослабления линейный	56
Коэффициент ослабления массовый	57
Коэффициент усиления	57
Кремниевый детектор	57
Кремниевый фотоэлектронный умножитель	58
Кривая Брэгга	58
Кривые трансмиссии	59
Критическая энергия электрона	59
Критический уровень	60
Линейная тормозная способность	60
Линейчатый спектр	60
Массовая тормозная способность	61
Медиана распределения	61
Мертвое время	62
Метод аналитической интерполяции для определения ширины пика	62
Метод линеаризации гауссиана для определения параметров пика	63

Метод моментов	63
Метод наименьших квадратов (МНК)	64
Метод подгонки параболлизированным гауссианом для определения параметров пика	65
Метод производных (метод Марискотти)	65
Метод пяти каналов для определения положения пика	66
Метод тройных-двойных совпадений	67
Минимальная детектируемая активность (МДА)	69
Многоканальный анализатор импульсов	69
Многокристальный спектрометр	70
Многослойная защита детектора	70
Мода распределения	71
МОКС-топливо	71
Моменты распределения случайной величины	72
Моноэнергетический спектр	72
Мультиплет	72
Напряжение смещения	73
Неорганический сцинтиллятор	73
Непрерывный спектр	74
Непродлевающееся мертвое время	74

Нормальное распределение	75
Образование электрон-позитронных пар	75
Образцовые спектрометрические источники излучений	76
Обратное рассеяние электронов	77
Объект использования атомной энергии	77
Оже-электроны	78
Определение площади одиночного пика	79
Органический сцинтиллятор	80
Относительная полуширина	81
Относительная эффективность	81
Отношение пик-комpton	82
Отношение сигнал-шум	82
Отработавшее ядерное топливо (ОЯТ)	83
Очень большой детектор	84
Память многоканального анализатора	84
Параллельный АЦП	84
Парный спектрометр	85
Период полураспада, $T_{1/2}$	86
Пик аннигиляционного излучения	86

Пик Брэгга	86
Пик двойного вылета	86
Пик двойной утечки	87
Пик каскадного суммирования	87
Пик обратного рассеяния	87
Пик одиночного вылета	88
Пик одиночной утечки	88
Пик полного поглощения	88
Пик случайного суммирования	90
Пик утечки характеристического рентгеновского излучения	90
Площадь пика	90
Поверхностно-барьерный ППД	91
Поглощенная энергия	91
Подвижность носителей зарядов	91
Подготовка образцов для измерения альфа-активных нуклидов	92
Поиск пика методом производных	93
Поиск пика с помощью регрессионной функции	93
Поиск пика с помощью статистических алгоритмов	94
Полупроводниковый детектор (ППД)	95

Полуширина (ПШПВ )	95
Порог распознавания	95
Постоянная времени <i>RC</i> -цепочки	96
Предел детектирования	96
Предел количественного определения, нижняя граница определяемых содержаний	96
Предусилитель	97
Приборная форма линии	97
Природные радионуклиды	97
Пробег заряженных частиц	98
Продлевающееся мертвое время	99
Продукты деления	100
Пропорциональный счетчик на основе $^3\text{He}$	100
Пропускная способность спектрометра	100
Радиационная длина	101
Радиационная стойкость детектора	101
Радиационные потери энергии	102
Радиационный ресурс	102
Радиационный фон	102
Радиоактивные отходы (РАО)	102

Радиоактивные продукты коррозии	103
Радионуклид	103
Разброс пробегов	103
Разрешение мультиплетов методом деконволюции	104
Разрешение мультиплетов методом очистки	106
Распределение Гаусса	106
Распределение Пуассона	106
РЕМИКС-топливо	107
Рентгеновское излучение	107
Световой выход сцинтиллятора	108
Сглаживание экспериментальных данных	108
Сечение взаимодействия	109
Сместитель спектра	109
Смешанный спектр	110
Смещение	110
Собственная эффективность детектора	110
Сопротивление нагрузки	110
Спектрометр	110
Спектрометр антисовпадений	110

Спектрометр нейтронов на основе ионизационной камеры с $^3\text{He}$	111
Спектрометрический усилитель	112
Спектрометрия альфа-излучения	112
Спектрометрия ионизирующих излучений	112
Спектрометрия нейтронов	113
Спектрометрия нейтронов методами ядер отдачи	114
Спектрометрия нейтронов с использованием ядерных реакции	115
Среднее значение случайной величины $x$	117
Средняя длина свободного пробега фотона	117
Средняя энергия образования носителей зарядов	117
Стабилизатор спектра	118
Стандарт КАМАК	118
Стандарт НИМ	118
Стрэгглинг	119
Сферы Боннера	119
Схема антисовпадений	120
Схема полюс-ноль	120
Схема совпадений	121
Сцинтиллятор	121

Сцинтилляторы для гамма-спектрометрии	121
Сцинтилляторы для регистрации нейтронов	122
Сцинтилляторы неорганические для альфа-спектрометрии	122
Сцинтилляционный детектор	123
Сэндвич-спектрометр нейтронов	124
Темновой ток	125
Ток утечки	126
Тормозная способность линейная	126
Тормозная способность массовая	126
Тормозное излучение	126
Трапециевидная фильтрация импульса	127
Тушение сцинтилляций	127
Удельная ионизация	127
Усилитель	128
Фактор Фано	128
Флэш-АЦП	129
Форма пика альфа-излучения	129
Фотопик	129
Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ)	130

Фотоэффект (ФЭ)	131
Фронт импульса	131
Функция отклика детектора	131
Центроида (центроид)	132
Цепь восстановления базового уровня	132
Цепь режекции наложений	133
Цифровой спектрометрический тракт	133
Черенковское излучение	134
Чувствительная область детектора	134
Ширина пика на 1/10 высоты	134
Ширина пика на 1/50 высоты	135
Шкала электромагнитных излучений	135
Шумы усилительного тракта	135
Эквивалентная схема детектора	137
Экстраполированный пробег	137
Электронный захват, $e$ -захват	137
Электронный эквивалент мегаэлектронвольта	138
Электроны внутренней конверсии	139
Энергетический спектр	140

Энергетическое разрешение спектрометра	140
Энергия излучения	140
Энергия комптоновского электрона	141
Энергия покоя частицы	141
Энергия связи электрона с ядром	141
Эффект Комптона	142
Ядерный реактор	142
Ядерный топливный цикл	142
<i>RC</i> -цепочки	143
<i>Si</i> -ФЭУ	143
<i>TOF</i> -спектрометр	143

Термин	Перевод	Определение, пояснение, примеры
Абсолютная эффективность	Absolute total efficiency	Отношение количества частиц, зарегистрированных детектором, к количеству частиц, испущенных источником. Абсолютная эффективность зависит от конфигурации источник-детектор и от интенсивности поглощения излучения на его пути от источника к чувствительной области детектора
Абсолютная эффективность по пику полного поглощения	Absolute full-energy peak (FEP) efficiency	В гамма-спектрометрии: отношение количества фотонов, зарегистрированных детектором в пике полного поглощения, к количеству фотонов, испущенных источником. Эта величина зависит от тех же параметров, что и <i>абсолютная эффективность</i> , а также от <i>отношения пик-комpton</i>
Авто-радиография	Autoradiography	Метод регистрации заряженных частиц, основанный на формировании скрытых изображений треков частиц в фотоэмульсии при тесном контакте источника (как правило, аэрозольного фильтра больших размеров) с фотопластинкой с нанесенной специальной эмульсией, в течение длительного времени (иногда до нескольких недель), химической обработки фотопластинки и анализе полученных изображений. При регистрации альфа-частиц наблюдаются треки, выходящие из источников. Длина трека определяется пробегом частиц, зависящего от их энергии, а количество треков – активностью источника. При регистрации бета-частиц наблюдают круглые темные пятна, диаметр которых определяется пробегом, а плотность почернения – активностью источника. В настоящее время

		в ядерных технологиях авторадиография практически не используется из-за высокой трудоемкости процесса идентификации и определения активности
Активационные детекторы для спектрометрии нейтронов	Neutron activation detectors, Neutron activation threshold detectors	<p>Активационный метод спектрометрии нейтронов заключается в извлечении информации об энергетическом спектре при облучении набора <math>n</math> мишеней (таблеток, фольг), состоящих из различных материалов. Реакции нейтронной активации являются пороговыми, и известные с хорошей точностью значения их сечений принципиально различны в наборе используемых мишеней – активационных детекторов. По измерению продуктов активации можно восстановить энергетический спектр нейтронов, решив обратную задачу – систему уравнений, состоящих из активационных интегралов</p> $K \int \varphi(E) \sigma_i(E) dE = q_i, \quad i = 1 \dots n,$ <p>где <math>\varphi(E)</math> – неизвестный спектр; <math>\sigma_i(E)</math> – сечение активации <math>i</math>-й мишени в зависимости от энергии (известные функции); <math>q_i</math> – измеренные активности мишеней, <math>K</math> – коэффициент. В качестве мишеней используются разнообразные изотопы (<math>^{27}\text{Al}</math>, <math>^{28}\text{Si}</math>, <math>^{56}\text{Fe}</math>, <math>^{115}\text{In}</math> и др.), на которых протекают реакции (<math>n, p</math>), (<math>n, \alpha</math>) и др.</p>
Активность	Activity	Число спонтанных ядерных превращений в единицу времени. Единицей активности является беккерель (Бк), равный одному распаду в секунду ( <i>disintegration per second</i> ). Ранее использовалась

		<p>внесистемная единица активности – кюри (Ки), равная <math>3,7 \cdot 10^{10}</math> Бк (активность примерно 1 г <math>^{226}\text{Ra}</math>). Временная зависимость активности <math>A(t)</math> определяется законом радиоактивного распада:</p> $A(t) = A_0 e^{-\lambda t},$ <p>где <math>A_0</math> – активность в начальный момент времени (<math>t = 0</math>); <math>\lambda</math> – постоянная распада, зависящая от периода полураспада <math>T_{1/2}</math> и равная <math>\ln 2 / T_{1/2}</math></p>
Альфа-активность	Alpha-activity	<p>Распад ядра радиоактивного изотопа с испусканием альфа-частицы, как правило наблюдаемый у тяжелых ядер с <math>Z &gt; 82</math> (<math>^{83}\text{Bi}</math>, <math>^{84}\text{Po}</math> и т.д.) В результате распада материнского ядра с зарядом <math>Z</math> и массой <math>M</math> образуется дочернее ядро с зарядом <math>(Z - 2)</math> и массой <math>(M - 4)</math>, а также <math>\alpha</math>-частица (ядро гелия, <math>^4_2\text{He}</math>). Энергия <math>Q_\alpha</math>, высвобождающаяся при распаде, складывается из суммы кинетических энергий альфа-частиц, дочернего ядра отдачи и энергии гамма-излучения дочернего ядра. Энергии <math>\alpha</math>-частиц растут с ростом заряда ядра. Диапазон периодов полураспада альфа-активных ядер (<math>T_{1/2}</math>) – 24 порядка величины: от <math>3,04 \times 10^{-7}</math> с (<math>^{212}\text{Po}</math>, <math>E_\alpha = 8,78</math> МэВ) до <math>1,41 \times 10^{10}</math> лет (<math>^{232}\text{Th}</math>, <math>E_\alpha = 3,98</math> МэВ). Энергетическое распределение альфа-частиц дискретно, причем в большинстве случаев их энергии известны с высокой точностью (с погрешностью до четвертого зна-</p>

		ка), естественная ширина энергетических линий очень мала, отдельные энергетические линии спектра расположены очень близко из-за расщепления энергетических уровней
Альфа-спектрометрия	Alpha-spectroscopy, Alpha-spectrometry	<p>В основе альфа-спектрометрии (АС) лежат методы определения энергии альфа-излучения по вторичным эффектам, возникающим вследствие потери энергии в чувствительной области детектора. Физическая среда между альфа-излучающим радионуклидом и чувствительной областью детектора, как и препарат, содержащий такие нуклиды, будут полностью или частично поглощать энергию альфа-частиц. Вследствие регистрации частиц с меньшей энергией, вызванной ее потерей по пути к детектору, в спектральных пиках наблюдаются низкоэнергетические «хвосты» и, как следствие, энергетическое разрешение ухудшается. При проведении измерений требуется, чтобы толщина образца (препарата) была минимальной. Образец располагают внутри детектора (в случае ионизационной камеры или жидкосцинтилляционного спектрометра) или на минимальном расстоянии от него (для систем с полупроводниковым детектором); внутренний объем камеры, где расположены источник и детектор, вакуумируется. С помощью ионизационных камер получают результат с приемлемым энергетическим разрешением (порядка 0,7 %) для <math>\alpha</math>-частиц с энергией около 5 МэВ. В АС высокого разрешения используют ППД небольшого размера с минимально возможной (до 50 нм) толщиной входного окна. Образцы готовят</p>

		<p>очень тонкими и однородными, расстояние между ними и детектором увеличивают для уменьшения углового разброса, конверсионные электроны иногда отклоняются магнитным полем для снижения мешающих факторов при регистрации. Достигается величина FWHM менее 10 кэВ (обычные значения – 30–80 кэВ). Из-за искусственно сниженной эффективности регистрации АС высокого разрешения не используется при анализе низкоактивных проб.</p> <p>АС применяется при получении ядерных данных (исследования схем распада), для измерения малых активностей альфа-излучателей в окружающей среде, для контроля нераспространения ядерных материалов. В целях безопасности проводят мониторинг отношений изотопов плутония: <math>^{238}\text{Pu}/^{239+240}\text{Pu}</math>, <math>^{239}\text{Pu}/^{240}\text{Pu}</math></p>
Амплитуда импульса	Pulse height	Наибольшее значение функции измеряемой величины, представленной в зависимости от аргумента (например, зависимость напряжения от времени)
Аналогово-цифровой преобразователь	Analog-to digital converter, ADC	Электронная схема, предназначенная для анализа импульсов, расположенная на входе многоканального анализатора (МКА). На выходе аналогово-цифрового преобразователя (АЦП) генерируется двоичное число, пропорциональное амплитуде анализируемого импульса. Цепи МКА добавляют единицу в регистр памяти МКА, адрес которого соответствует адресу АЦП. АЦП принимает импульсы в заданном диапазоне напряжений (от 0 до 10 В) и сортирует их по большому ряду прилегающих друг к другу ячеек или каналов

		<p>напряжения равной ширины. Количество диапазонов напряжений (спектрометрических каналов) обычно представляет собой целую степень двойки, <math>2^N</math>, и называется <i>коэффициентом преобразования АЦП</i>. В настоящее время на рынке представлены многоканальные анализаторы в стандарте NIM, содержащие два независимых АЦП по 16384 каналов (<math>2^{15}</math>), с шириной канала 0,6 мВ.</p> <p>В случае, если импульсы не теряются в спектрометрическом тракте, число зарегистрированных частиц или квантов <math>N_i</math> в энергетическом диапазоне <math>\Delta E = E_{i+1} - E_i</math> равно числу импульсов в диапазоне амплитуд <math>\Delta A = A_{i+1} - A_i</math> и <math>N_i = p(E_i)\Delta E = p(A_i)\Delta A</math>, где <math>p(E)</math> и <math>p(A)</math> – плотности распределения энергии и амплитуды соответственно.</p> <p>При спектрометрических измерениях требуется определять количество отсчетов в каждом канале. АЦП измеряет амплитуду входящего на его вход импульса и при условии, что ее величина находится в интервале <math>\Delta A</math>, и выдает номер канала <math>i</math>. В аналоговом спектрометрическом тракте используются АЦП Уилкинсона и АЦП последовательных приближений (АЦП ПП). Время обработки импульса АЦП Уилкинсона зависит от его амплитуды, а АЦП ПП – не зависит. В цифровом спектрометрическом тракте применяют <i>параллельные АЦП</i></p>
Аннигиляционное излучение	Annihilation radiation	Излучение, состоящее из фотонов с энергиями 0,511 МэВ (масса покоя электрона), возникающее при аннигиляции электронно-

		<p>позитронной пары, если позитрон находится в тепловом равновесии со средой. Вследствие доплеровского уширения величина FWHM аннигиляционного пика превышает значение энергетического разрешения детектора, измеренного для 0,511 МэВ</p>
Антропогенные радионуклиды	Man-made (artificial, anthropogenic, technogenic) radionuclides	<p>Радионуклиды, отсутствующие в окружающей среде (воздух, вода, почва, растительность и т.д.) до пуска первого ядерного реактора (Э. Ферми, 1942 г.). Антропогенные радионуклиды образуются в реакциях деления тяжелых ядер (уран, торий), при активации теплоносителя, конструкционных материалов ядерного реактора и других неактивных химических элементов нейтронами, заряженными частицами, гамма-излучением, на ускорителях при взаимодействии ускоренных частиц или ионов с мишенями. Некоторые нуклиды (например, <math>^3\text{H}</math>, <math>^{14}\text{C}</math>) образуются как искусственным путем, так и в природе под действием космического излучения</p>
Аппаратурная форма линии	Instrument line shape	<p>Аппаратурная форма линии (АФЛ) <math>N(x, E_0)</math> – реализация функции отклика <math>G(x, E)</math> для моноэнергетического излучения <math>E_0</math>. В этом случае <math>N(x, E_0) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} G(x, E) \delta(E - E_0) dE</math>, где <math>x</math> – сигнал с детектора (измеряемая величина). Совокупность АФЛ, рассчитанных или измеренных для нескольких источников моноэнергетического излучения в широком диапазоне энергий при тождественных условиях измерений, позволяет определить функцию от-</p>

		клика детектора для данных условий и представить ее в виде таблиц, матрицы или совокупности графиков. АФЛ называют также <i>приборной формой линии</i>
Асимметрия	Asymmetry, Skewness, $Sk$	Асимметрия распределения – величина, определяемая моментами распределения случайной величины; характеризуется коэффициентом асимметрии ( $Sk$ ), равным отношению центрального момента распределения третьего порядка к кубу среднеквадратического отклонения. Асимметрия симметричного пика (например, нормального распределения) равна нулю. Асимметрия непрерывного энергетического спектра бета-излучения положительна. Аппаратурная форма линии альфа-спектрометров характеризуется хвостом в низкоэнергетической области, поэтому величина $Sk$ для измеренных пиков альфа-излучения отрицательна
АЦП	ADC	См. <i>Аналогово-цифровой преобразователь</i>
Аэрозоли радиоактивные	Radioactive aerosols	Аэрозоли, дисперсная фаза которых содержит искусственные и (или) естественные радионуклиды. В зависимости от механизма образования (диспергирование или конденсация) и сопутствующих факторов (свойства дисперсной фазы и среды) распределения аэрозольных частиц по размерам, называемое также дисперсностью аэрозолей, существенно различаются. Аэрозоли поступают в организм при дыхании, и доли осажденных аэрозольных частиц в различных участках дыхательного тракта определяются дисперсностью аэрозоля. Пробы аэрозолей отбирают на фильтры, а состав

		аэрозолей исследуют после предварительного выделения нуклидов из фильтра, либо при непосредственном измерении запыленных фильтров на спектрометре
Баллистическая ошибка	Ballistic deficit	Эффект неполного собирания зарядов вследствие конечности величины постоянной времени, приводящий к уменьшению амплитуды сигнала. Баллистическая ошибка (БО) существенна для сцинтилляционных детекторов, но незначительна для ионизационных и полупроводниковых детекторов. БО приводит к размытию пика полного поглощения
Баллистический дефицит	Ballistic deficit	См. <i>Баллистическая ошибка</i>
Бета-активность	Beta activity	Ядерное превращение нуклида с испусканием бета-частицы (ядерного электрона, $e^-$ -распад), или позитрона ( $e^+$ -распад). В первом случае испускается также антинейтрино, во втором – нейтрино. К форме бета-распада относится захват электрона с атомной оболочки ( $e$ -захват) ядром, сопровождающийся испусканием нейтрино. В результате перечисленных превращений заряд ядра изменяется на 1, а масса практически не меняется. Спектр бета-излучения непрерывен вследствие уноса энергии нейтрино или антинейтрино
Биркса формула	Birks formulae	Отклик сцинтиллятора на регистрацию излучения характеризуется соотношением между энергией световой вспышки, генерируемой на единичном пути заряженной частицы, и удельной потерей

энергии. Формула Биркса основана на предположении, что высокая плотность ионизации вдоль траектории частицы приводит к тушению сцинтилляций поврежденных молекул и снижению эффективности сцинтилляций в целом. Если допустить, что плотность поврежденных молекул вокруг трека частицы прямо пропорциональна плотности ионизации, то она равна  $BdE/dx$ , где  $B = \text{const}$ . Биркс предположил, что некоторая доля  $k$  этой плотности приводит к тушению сцинтилляций, и что в отсутствие тушения удельный световой выход пропорционален удельным потерям энергии:

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx},$$

где  $S = \text{const}$ . Тогда  $\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}}$ . На практике произведение

$kB$  определяют подгонкой экспериментальных данных, полученных на конкретном сцинтиляторе. В случае, если удельные потери энергии частицы малы для достаточно больших значений энергии частиц (как у электронов),  $\left(\frac{dL}{dx}\right)_e = S \frac{dE}{dx}$  или  $\left(\frac{dL}{dE}\right)_e = S$ , откуда

		$L = \int_0^E \frac{dL}{dE} dE = SE$ <p>при регистрации электронов световыход <math>L</math> прямо пропорционален энергии. Для альфа-частиц величина <math>\frac{dE}{dx}</math> очень велика, поэтому <math>\left(\frac{dL}{dx}\right)_\alpha = \frac{S}{kB}</math>. Световыход можно также определить, проинтегрировав <math>\frac{dL}{dx}</math>: <math>L = \int_0^R \frac{dL}{dx} dx = \frac{S}{kB} R</math>, где <math>R</math> – пробег альфа-частицы (<math>L</math> пропорционален пробегу альфа-частицы)</p>
Болометр	Bolometer	<p>Болометр (Б.) представляет собой высокочувствительный детектор альфа-частиц – калориметр, работающий при температурах 0,1 К и ниже. Б. состоит из двух основных частей: поглотителя (абсорбера), в котором поглощенная энергия альфа-частицы приводит к повышению температуры, и термодатчика (термометра) для ее измерения. Теплоемкость поглотителя (диэлектрик, металл или полупроводник) при низких температурах настолько мала, что повышение температуры за счет взаимодействия единственной альфа-частицы с веществом становится заметным. Ее энергия, передаваемая электронам атомов среды в процессах ионизации и возбуждения, расходуется на образование носителей заряда (в полупроводниковых материалах электронно-дырочных пар) и фононов (колебания решетки и тепло). В Б. регистрируется энергия фононов. Если</p>

		<p>электронно-дырочные пары рекомбинируют в Б. в течение временного разрешения системы, их энергия тоже передается фононам, которые также обнаруживаются. В Б. теоретически может быть достигнуто лучшее энергетическое разрешение, чем в кремниевых детекторах: расчеты показывают, что FWHM в германиевых или медных Б. составляет величины порядка 1 кэВ для альфа-частиц с энергией 5 МэВ. В экспериментах удалось достичь разрешения 4 кэВ для источника <math>^{238}\text{Pu}</math>, измеренного с помощью композитного медно-германиевого Б. Отклик детектора составлял <math>10^{-8}</math>–<math>10^{-7}</math> В/кэВ, а фронт и спад импульса – 1 и 5 мс соответственно</p>
Внутреннее сопротивление детектора	Internal resistance of detector	<p>Отношение напряжения смещения к току, протекающему через детектор при регистрации ионизирующих излучений. Внутреннее сопротивление на несколько порядков величины превышает сопротивление нагрузки, поэтому детектор можно рассматривать как генератор тока во внешнюю цепь нагрузки</p>
Внутренняя эффективность детектора	Intrinsic detector efficiency	<p>Отношение количества частиц, зарегистрированных детектором, к количеству частиц, попавших в него. В гамма-спектрометрии следует уточнять, о чем идет речь: либо об отношении количества гамма-квантов, зарегистрированных детектором (в том числе и рассеянных в результате эффекта Комптона), к количеству гамма-квантов, попавших в детектор, либо об отношении гамма-квантов, зарегистрированных детектором в пике полного поглощения, к количеству квантов, попавших в детектор (<i>intrinsic peak efficiency</i>).</p>

		Внутренняя эффективность не зависит от геометрии измерений – размеров источника, детектора и расстояния между ними
Временное разрешение спектрометра	Time resolution of spectrometer	Минимальное время между событиями, которые воспринимаются регистрирующей аппаратурой отдельно. Определяется длительностью импульса детектора, зависящей от времени собирания заряда, образовавшегося при регистрации частицы или кванта, а также быстродействием блоков электронного спектрометрического тракта
Время высвечивания сцинтиллятора	Scintillator's decay time	Время $\tau$ , за которое интенсивность свечения сцинтиллятора снижается в $e$ раз. Время высвечивания (ВВ) определяется типом сцинтиллятора, его внутренними характеристиками и процессами, протекающими во время преобразования энергии ионизирующего излучения в оптические фотоны. Идеальный сцинтиллятор должен обладать как можно меньшим ВВ, так как величиной $\tau$ определяется длительность фронта импульса напряжения, возникающего при регистрации излучений, и, следовательно, быстродействие детектора. ВВ аналогично времени сбора зарядов в ионизационных и полупроводниковых детекторах. Динамика высвечивания сцинтиллятора описывается суммой двух (иногда- большего количества) экспонент, описывающих вклад быстрого и медленного компонентов. Как правило, быстрый компонент доминирует
Время достижения амплитуды	Peaking time	Время нарастания напряжения от момента превышения порога дискриминации (0,1 % от амплитуды) до его максимального значения (амплитуды сигнала)

<p>Времяпролетный спектрометр нейтронов</p>	<p>TOF, time-of-flight neutron spectrometer</p>	<p>Определение энергетического спектра нейтронов <math>\varphi(E)</math> по времени пролета <math>t</math> известного расстояния <math>l</math> (пролетной базы) является наиболее прямым методом нейтронной спектрометрии. Вплоть до 14–20 МэВ нейтроны можно считать нерелятивистскими частицами, поэтому энергия нейтрона <math>E_n = ml^2/2t^2</math> и распределение по временам прохождения базы <math>\varphi(t)dt = \varphi(E)dE</math> (<math>m</math> – масса нейтрона). Принцип работы времяпролетного спектрометра основан на регистрации моментов появления нейтрона в начале и конце пролетной базы. Точность метода зависит от точности фиксации обоих времен и точности измерения <math>l</math>. Начало движения нейтрона может быть зафиксировано по факту появления импульса в установленном рядом с источником детекторе от сопутствующей рождению нейтрона заряженной частицы или гамма-кванта; по импульсу от протона отдачи в водородсодержащем детекторе или по времени «вспышки» в импульсном источнике нейтронов. При фиксации стартового импульса запускается временной анализатор, фиксирующий также время появления нейтрона в конце базы. Измеренный временной промежуток поступает в соответствующий канал анализатора. Погрешность измерения <math>E_n</math> определяется погрешностью <math>\tau</math> измерения времени пролета, зависящей от многих факторов, а энергетическое разрешение характеризуется величиной <math>\tau/l</math>. В качестве регистраторов используются детекторы на основе органических или газовых сцинтилляторов с малой (порядка нс) длительностью высвечивания</p>
---	---	---

Выходной импульс усилителя	Amplifier output pulse	Сформированный импульс на выходе усилителя, содержащий необходимую количественную информацию о поглощенной в детекторе энергии излучения для его дальнейшей классификации, и имеющий минимально возможную длительность для снижения вероятности наложения импульсов
Гамма-спектрометр	Gamma spectrometer	Установка, состоящая из детектора гамма-излучения с блоком питания, устройств для усиления и формирования сигналов от детектора, блоков для накопления и классификации этих сигналов и вывода информации (энергетического спектра) в удобном виде, а также устройств обработки измерительной информации. Наиболее распространенные детекторы гамма-излучения – сцинтилляционные на основе неорганических сцинтилляторов и полупроводниковые из особо чистого германия
Гашение сцинтилляций	Quenching	<p>Снижение квантового выхода флуоресценции вследствие различных эффектов в жидком сцинтилляторе. При химическом гашении сцинтилляций (ГС) молекулы некоторых примесей «перехватывают» энергию возбуждения от молекул растворителя до ее передачи молекулам активатора и «сбрасывают» ее посредством безызлучательных переходов. Оптическое ГС происходит за счет поглощения квантов определенных длин волн.</p> <p>Для количественного описания зависимости эффективности регистрации от ГС в системах на основе жидких сцинтилляторов используют параметры гашения. Наиболее употребительные из них:</p>

		<p>1) параметры, основанные на спектральных характеристиках измеряемого препарата – SCR (Spectral Channel Ratio) и SIS (Spectral Index of the Sample). Для группы методов, учитывающих гашение с помощью этих параметров, нужна априорная информация о составе пробы, а также наличие стандартов измеряемого нуклида с различными уровнями гашения. Соотношение скоростей счета в различных энергетических каналах (SCR) позволяет судить о деформации спектра. Спектральный индекс препарата (SIS) определяется средней амплитудой импульсов в аппаратурном спектре препарата и является наиболее чувствительным параметром гашения, не зависящим от активности препарата, его объема и др.; 2) параметры, основанные на спектральных характеристиках внешнего стандарта – под флаконом с измеряемым препаратом размещают внешний источник гамма-излучения (<math>^{133}\text{Ba}</math>), создающий комптоновский спектр, который смещается в низкоэнергетическую область с ростом гашения. Среди этих параметров – SIE (Spectral Index of the External Standard) и др.</p>
Геометрическая эффективность детектора	Geometric efficiency of detector	<p>Отношение количества частиц (квантов), попавших в детектор (при этом не обязательно зарегистрированных), к количеству частиц (квантов), испущенных источником. Очевидно, геометрическая эффективность зависит только от геометрических параметров</p>
Германиево-литиевый	Ge(Li) detector	<p>Детектор гамма-излучения, в котором чувствительной областью является обедненная носителями заряда зона собственной проводимости</p>

детектор		мости <i>p-i-n</i> перехода, образованная при дрейфе ионов лития вглубь монокристалла германия. Во избежание выхода лития на поверхность из-за высокого коэффициента диффузии Ge(Li) детектор хранят и используют при температурах жидкого азота (77 К). В настоящее время эти детекторы практически не используются, так как им на замену пришли детекторы из особо чистого германия (HPGe), требующие охлаждения только во время измерений и хранящиеся при комнатной температуре
Гигроскопичность сцинтиллятора	Hygroscopicity of scintillator	Параметр сцинтиллятора, относящийся к его эксплуатационным характеристикам: способность поглощать водяной пар из воздуха, измеряемая по увеличению массы материала, помещаемого во влажную атмосферу. Гигроскопичность сцинтиллятора – отрицательное свойство некоторых кристаллов, в первую очередь – щелочно-земельных: NaI(Tl), LaBr <sub>3</sub> и др., в течение 6–10 ч насыщаемых влагой. Для использования в сцинтилляционных детекторах гигроскопичный сцинтиллятор помещается в тонкий металлический кожух, исключающий попадание влаги внутрь
Граничная энергия бета-спектра	Boundary energy of beta-spectrum	Наибольшая энергия бета-частиц: $\beta^-(\beta^+)$ в непрерывном энергетическом спектре бета-излучения радионуклида. Соответствует случаю условного превращения нейтрона (протона) в ядре по реакции $n \rightarrow p + e + \nu^-$ ( $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ ), при котором энергия антинейтрино (нейтрино) равна нулю

<p>Детектор</p>	<p>Detector</p>	<p>В спектрометре – главный элемент, удовлетворяющий следующим требованиям: строго однозначная (лучше – прямо пропорциональная) связь между выходным сигналом детектора и поглощенной энергией излучения; простой механизм сбора сигналов с детектора, пригодных для трансформации в удобную для их последующей классификации форму; энергетическое разрешение, позволяющее идентифицировать и разделять близко находящиеся энергетические пики; высокая стабильность характеристик детектора и его эксплуатационных параметров по отношению к внешним факторам, в том числе стабильность во времени. Кроме первого требования, остальные являются качественными и оцениваются в контексте рассматриваемых задач. К наиболее распространенным в ядерных технологиях детекторам излучений относятся полупроводниковые, сцинтилляционные, газовые ионизационные</p>
<p>Детектор из особо чистого германия</p>	<p>HPGe, high purity germanium detector</p>	<p>Полупроводниковый детектор гамма-излучения, в котором чувствительной областью является обедненная носителями зарядов зона собственной проводимости <math>p-i-n</math> перехода, полученная из монокристалла сверхчистого Ge. На одной стороне заготовки создают омический контакт имплантацией ионов бора и последующим напылением золота или осаждением никеля. На другой стороне кристалла создается <math>p-n</math> переход за счет диффузии лития и омический контакт. При подаче обратного смещения на переход добиваются расширения обедненной носителями заряда области практиче-</p>

		<p>ски на всю толщину заготовки. Эти детекторы отличаются наилучшим энергетическим разрешением. Выпускаются коаксиальные и планарные детекторы, детекторы с колодцем, разного объема, рассчитанные на различные энергетические диапазоны. Основными производителями HPGe детекторов являются Ortec (Ametek), Canberra (Mirion Technology), BSI. Измерение с помощью HPGe выполняют при температуре жидкого азота (LN<sub>2</sub>), равной 77 К, а хранят детектор при нормальной температуре. Помимо метода охлаждения с помощью сжиженного азота используют электромеханические охладители на основе тепловых циклов, понижающие рабочие температуры до 78–83 К</p>
<p>Детектор пассивированный ионно-имплантированный планарный кремниевый, PIPS®</p>	<p>Passivated Implanted Planar Silicon detector, PIPS® (PIPS® detectors)</p>	<p>Детекторы PIPS (торговое наименование детекторов фирмы Canberra) отличаются от других кремниевых ППД. В них <i>p-n</i> переход находится внутри слоя кремния; контакты, сформированные методом ионной имплантации, обеспечивают тонкий, хорошо сформированный переход; окно детектора имеет достаточную прочность, что позволяет проводить его дезактивацию; детекторы имеют небольшой ток утечки (порядка нА) и толщину мертвого слоя не более 500 Å; стандартные модели детекторов PIPS могут работать при температурах до 100 °С. Детекторы используются в спектрометрии заряженных частиц (<math>\alpha</math>- и <math>\beta</math>-частиц). Производятся детекторы с площадью от 25 до нескольких тысяч мм<sup>2</sup>. Нижний предел энергетического разрешения альфа-излучения равен 8–</p>

		<p>8,5 кэВ по линии <math>^{241}\text{Am}</math>, а бета-излучения – 17–30 кэВ.</p> <p>Фирма ORTEC производит аналогичные детекторы ULTRA® и ULTRA-AS®</p>
Динамический диапазон усилителя	Dynamic range	<p>Динамический диапазон усилителя (ДДУ) определяется отношением максимального уровня входного сигнала усилителя к его минимальному уровню при условии сохранения линейной зависимости между выходными и входными сигналами.</p> <p>Минимальный уровень (чувствительность) обычно определяется собственными шумами усилителя. ДДУ численно равен логарифму отношения максимальной амплитуды входного сигнала усилителя, при которой искажения сигнала достигают предельно допустимого значения, к чувствительности усилителя</p>
Дисперсия случайной величины	Variance	<p>Числовая характеристика распределения <math>p(x)</math> дискретной или непрерывной случайной величины <math>x</math>, равная <math>D(X) = M(x - Mx)^2</math>. Здесь <math>M</math> – оператор математического ожидания случайной величины. Квадратный корень из дисперсии случайной величины называется <i>среднеквадратическим (стандартным) отклонением</i>. Дисперсия случайной величины равна центральному моменту распределения второго порядка</p>
Дифференциальная нели-	Differential nonlinearity,	<p>Характеристика усилителя, отражающая гладкость его реальной характеристики:</p>

нейность	$DNL$	$\xi = \frac{K - K_r}{K},$ <p>где <math>K = \left( \frac{dA_{\text{ВЫХ}}}{dA_{\text{ВХ}}} \right)</math> – коэффициент усиления (индекс <math>r</math> относится к реальным значениям), <math>A_{\text{ВЫХ}}</math> и <math>A_{\text{ВХ}}</math>- амплитуды выходного и входного импульсов, соответственно. Дифференциальная нелинейность, искажающая форму спектральной линии и приводящая к смещению максимума пика и изменению его ширины, не должна превышать несколько десятых процента для ППД и несколько процентов для сцинтилляционного детектора. Аналогичный параметр является характеристикой аналогово-цифрового преобразователя (АЦП)</p>
Дифференцирующая цепочка	Differentiator, high-pass filter	<p>Фрагмент электрической цепи, содержащий емкость <math>C_D</math> и резистор <math>R_D</math> – фильтр, ослабляющий низкочастотную составляющую сигнала и пропускающий его высокочастотную составляющую. Постоянная времени <math>CR</math>-цепочки равна <math>\tau_D = C_D R_D</math>. За это время амплитуда исходного сигнала <math>A</math> (ступеньки) спадает по экспоненте до уровня <math>0,37 A</math>. Длительность импульса на входе <math>RC</math> цепочки должна быть меньше ее постоянной времени <math>\tau_D</math></p>
Диффузионно-дрейфовый детектор	Diffused-drifted detector	<p>Кремниевый детектор <math>p-i-n</math> типа с <math>p</math>-проводимостью. При изготовлении ионы лития сначала диффундируют, а затем дрейфуют с поверхности вглубь кристалла при температуре <math>400^\circ\text{C}</math> (при напряжении в несколько сот вольт). Образуется кристалл с компенсиро-</p>

		ванной плотностью примесей, имеющий только собственную проводимость. Изготавливают и планарные, и коаксиальные диффузионно-дрейфовые детекторы с толщиной чувствительной области до десятков миллиметров
Диффузионный детектор	Diffused junction detector	Диффузионные детекторы (ДД) принадлежат к первому поколению кремниевых ППД; <i>p-n</i> переход образуется при диффузии донорных или акцепторных примесных атомов в тонкий поверхностный слой полупроводников <i>p</i> - или <i>n</i> -типов на глубину до 2 мкм. В большинстве случаев исходным материалом служит <i>p</i> -кремний, а донором – фосфор. Эти детекторы работают без охлаждения, а толщина обедненного носителями зарядов (чувствительного) слоя у них составляет 0,2–0,5 мм. Недостатком ДД является наличие мертвого слоя, который задерживает заряженные частицы до их попадания в чувствительную область
Длинный кабель	Long cable	Кабель, на длине которого уместается не менее $\frac{1}{4}$ длины волны распространяемого по нему переменного сигнала. При длительности импульса полупроводникового детектора в несколько десятков нм кабель протяженностью 50–100 см будет в указанном смысле длинным
Длительность импульса	Pulse width	Время от начала до окончания превышения сигнала порога дискриминации измеряемой величины (напряжения, тока и т.д.)

Добротность	Figure of merit, $FoM$	<p>Показатель качества, используемый для характеристики эффективности устройства (в том числе спектрометра), системы или метода по отношению к его альтернативам. Количественной величиной, характеризующей добротность, служит величина <math>FoM</math> (figure of merit), которая определяется при необходимости измерения конкретного радионуклида: <math>FoM = E^2/B</math>, где <math>E</math> – эффективность регистрации, %, <math>B</math> – фон, имп/мин. Как правило в спектрометрии используется для выбора того или иного спектрометра для измерений мягкой области спектра. Мерой добротности спектрометра является также величина отношения сигнал-шум (<math>SNR</math>)</p>
Допплеровское уширение спектральной линии	Doppler broadening of spectral line	<p>Увеличение полуширины спектральной линии, связанной с аннигиляцией электронно-позитронной пары, из-за того, что аннигиляция происходит после термализации позитрона и его взаимодействия с движущимся свободным или связанным электроном (<math>e^- + e^+ \rightarrow \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2</math>). В системе центра масс два образующихся гамма-кванта из-за сохранения энергии и импульса движутся в противоположных направлениях с энергией <math>E_0 = 511</math> кэВ каждый. Однако в лабораторной системе отсчета энергия двух аннигиляционных фотонов вследствие эффекта Доплера смещена относительно 511 кэВ на величину <math>\Delta E \sim \pm cp_{-L}/2</math>, где <math>c</math> – скорость света в вакууме; <math>p_{-L}/2</math> – продольная компонента импульса электрона. Если при энергиях порядка 511 кэВ разрешение германиевого ППД примерно</p>

		равно 1,4 кэВ, то полуширина аннигиляционного пика составит около 2,6 кэВ
Емкость детектора	Detector's capacity	Электрическая емкость детектора, измеренная между сигнальными выводами. Емкость ионизационных камер – величина постоянная. Емкость ППД зависит от приложенного напряжения смещения, влияющего на толщину чувствительной области детектора (емкость <i>p-n</i> перехода)
Естественные радионуклиды	Natural radionuclides, NORM (Naturally Occurring Radioactive materials)	Терригенные радионуклиды (изотопы $^{238}\text{U}$ , $^{235}\text{U}$ , $^{232}\text{Th}$ и др.) и их дочерние продукты (изотопы радия, радона, полония, висмута, свинца), а также $^{40}\text{K}$ , $^{87}\text{Rb}$ и некоторые другие долгоживущие нуклиды; космогенные радионуклиды – радиоактивные изотопы бериллия, углерода, трития, рубидия, самария, серы, фосфора и др.
Жидкий сцинтиллятор	Liquid scintillator, LS	Растворенный в органическом растворителе органический сцинтиллятор (активатор) с добавками. Смесь, подготовленная к использованию, называется <i>жидко-сцинтилляционным (ЖС-) коктейлем</i> . В большинстве ЖС-коктейлей в качестве растворителей используются толуол, бензол, изомеры ксилола и др. Энергия заряженных частиц расходуется на ионизацию и возбуждение молекул растворителя. В толуоле лишь около 10 % возбужденных молекул участвуют в сцинтилляционном процессе – испускании фотонов. Отношение числа испущенных квантов света к числу возбужденных молекул называется <i>квантовым выходом флуоресценции</i> . Для его по-

		<p>вышения в растворитель (толуол) добавляют сцинтиллятор (например, PPO), нижний уровень возбуждения которого должен быть меньше уровня возбуждения молекул растворителя. С ростом концентрации сцинтиллятора значение квантового выхода флуоресценции сначала растет, затем снижается. При оптимальной концентрации почти вся энергия возбужденных состояний растворителя передается молекулам сцинтиллятора и преобразуется в фотоны. Длительность флуоресценции – порядка 1–10 нс. Фотоны регистрируются с помощью ФЭУ. В раствор можно добавлять вещества – смесители спектра, преобразующие фотонное излучение в более длинноволновое для его соответствия наибольшей величине спектральной чувствительности фотокатода используемого ФЭУ</p>
<p>Жидкосцинтилляционная спектрометрия</p>	<p>Liquid scintillation spectrometry, LS counting, LSS technique</p>	<p>Метод исследования энергетических спектров альфа- и бета-активных нуклидов, пробы которых растворяют в жидкосцинтилляционном коктейле, помещают в кюветы и измеряют одним или несколькими фотоэлектронными умножителями. Основные достоинства жидкосцинтилляционной спектрометрии (ЖСС) заключаются в возможности проведения измерений в 4π-геометрии, простой процедуре приготовления источников и возможности обеспечивать массовые поточные измерения. С помощью ЖСС с высокой эффективностью измеряются мягкие β-излучающие нуклиды <math>^3\text{H}</math>, <math>^{63}\text{Ni}</math>, <math>^{241}\text{Pu}</math>, <math>^{14}\text{C}</math>, электронно-захватные <math>^{55}\text{Fe}</math>, <math>^{54}\text{Mn}</math>, а также радионуклиды стронция и альфа-излучатели.</p>

		<p>Эффективность регистрации высока: от 0,5 для <math>^3\text{H}</math> (граничная энергия бета-спектра примерно равна 18,6 кэВ) до 1 для высокоэнергетических бета-частиц (<math>^{90}\text{Y}</math>) и альфа-излучения.</p> <p>Идентификация сложных смесей нуклидов в жидкосцинтилляционной спектрометрии достигается при использовании метода оцифровки перекрытия спектров (Digital Overlay Technique, DOT), основанного на априорной информации об эффективности регистрации каждого нуклида как функции химического и цветового гашения. Для основных нуклидов хранятся нормализованные спектры стандартов как функции гашения. Любые отдельно взятые данные по гашению могут быть скомбинированы при анализе многокомпонентных смесей. Можно разрешать до трех чистых бета-излучателей, присутствующих в смеси.</p> <p>Недостатком метода является существенная зависимость результатов измерений от степени идентичности измеряемых и калибровочных образцов. Фактором, влияющим на идентичность образцов, служит изменение световых выходов вследствие эффектов цветового, химического и ионизационного гашения (тушения) сцинтилляций</p>
Жизненный цикл объектов использования атомной	Life cycle of Nuclear energy facilities	Размещение, проектирование, конструирование, производство, сооружение или строительство (включая монтаж, наладку, ввод в эксплуатацию), эксплуатация, реконструкция, капитальный ремонт, вывод из эксплуатации (закрытие), транспортирование (перевозка),

энергии		обращение, хранение, захоронение и утилизация объектов использования атомной энергии (ОИАЭ), в зависимости от категории ОИАЭ
Запрещенная зона	Band gap	Область значений энергии, которыми не может обладать электрон в идеальном кристалле (без вакансий, дефектов и примесей). Расположена между заполненной электронами валентной зоной и зоной проводимости. Ширина запрещенной зоны определяет проводящие свойства материала: если ее величина находится в диапазоне 0,5–2 эВ, материал является полупроводником. Количество электронов в зоне проводимости зависит от ширины запрещенной зоны и температуры. Для получения необходимой проводимости полупроводниковых кристаллов в них вводят легирующие элементы, что позволяет широко использовать полупроводниковые материалы для регистрации $\alpha$ -, $\beta$ - и $\gamma$ -излучений
Зарядочувствительный предусилитель	Charge sensitive preamplifier	<i>Предусилитель</i> , в котором для минимизации зависимости амплитуды от емкости детектора и обеспечения высокого отношения сигнал-шум интегрирование сигнала происходит не на емкости нагрузки, а на конденсаторе (с емкостью $C_f$ ) отрицательной обратной связи усилителя. Амплитуда импульса на выходе зарядочувствительного предусилителя (ЗЧУ) равна $A_{\text{вых}} \approx q/C_f$ , где $q$ – заряд; образующийся при регистрации частицы. Подразделяются на ЗЧУ с резистивной, оптической импульсной и транзисторной им-

		пульсной обратными связями, предназначенными для обеспечения разряда конденсатора после регистрации частицы во избежание выхода за пределы <i>динамического диапазона</i>
Защита многослойная	Graded shield	См. <i>многослойная защита детектора</i>
Идентификация радионуклида	Identification of radionuclide	Однозначное определение радионуклида по периоду полураспада и энергетическому спектру излучения, которые присущи только этому нуклиду. Точность идентификации зависит от используемой измерительной аппаратуры, прежде всего, от эффективности и энергетического разрешения спектрометра. Содержание радионуклида (активность, масса) в пробе определяют с погрешностью, зависящей от характеристик спектрометра и метода обработки экспериментальных спектров
Изотопы	Isotopes	Разновидности данного химического элемента (т.е. имеющие одинаковый атомный номер, или заряд ядра $Z$ ) с различной массой ядер. Изотопы бывают стабильными и радиоактивными. Стабильные изотопы имеются только у элементов с зарядом ядра не более 83. Больше количество стабильных изотопов имеется у элементов с четным $Z$
Импеданс коаксиального кабеля	Impedance of coaxial cable	Величина, зависящая от емкости $C$ и индуктивности $L$ кабеля единичной длины и имеющая размерность электрического сопротивления (Ом). Характеристический импеданс определяется по

		<p>формуле <math>Z_0 = \frac{U}{I} = \sqrt{\frac{L}{C}}</math>. Его можно найти, зная геометрические параметры кабеля (<math>d_1, d_2</math> – диаметры кабеля и его центральной жилы соответственно) и физические константы используемого диэлектрика:</p> $Z_0 = 60 \sqrt{\frac{K_m}{K_e}} \ln \frac{d_2}{d_1},$ <p>где <math>K_m</math> и <math>K_e</math> – относительные магнитная и диэлектрическая проницаемости диэлектрического слоя соответственно. В стандарте НИМ используются кабели с характеристическими импедансами, равными 50 и 93 Ом</p>
Интегральная нелинейность	Integral nonlinearity, <i>INL</i>	<p>Интегральная нелинейность (ИН) усилителя – степень отклонения реальной характеристики преобразования от идеальной (прямой линии), выраженная в %. <math>INL \left( \eta = \frac{\Delta A_{\text{вых. max}}}{A_{\text{вых. max}}} \right)</math>, искажающая энергетическую калибровку спектрометра, не должна превышать погрешность определения энергии частиц, зависящую от используемого детектора. ИН АЦП аналогична ИН усилителя</p>

Интегрирующая цепочка	Integrator, low-pass filter	<p>Фрагмент электрической цепи, содержащий резистор <math>R_I</math> и емкость <math>C_I</math> – фильтр, который ослабляет высокочастотный компонент и практически не затрагивает низкочастотный. Постоянная времени интегрирующей цепи равна <math>\tau_I = R_I C_I</math> и определяет время нарастания выходного сигнала с амплитудой <math>A</math> от 0 до 0,63A. Длительность импульса на входе RC-цепи должна быть больше ее постоянной времени</p>
Интерполяционный сплайн	Interpolated spline	<p>Функция, значения которой совпадают с имеющимися экспериментальными точками, и выполняются условия непрерывности самой функции, ее первых и вторых производных. Наиболее часто используется кубическая функция (кубический ИС), на которой достигается минимум функционала кривизны интерполяционной функции</p>
Ионизационная камера	Ionizing chamber	<p>Газонаполненный детектор ионизирующих излучений, в объеме которого размещены два (катод и анод) или три (катод, анод и сетка) электрода. Ионизационная камера (ИК) имеет плоскую и цилиндрическую конфигурации. В цилиндрической ИК один электрод представляет собой нить на оси цилиндра, а второй – боковую поверхность цилиндра. Сетка необходима для исключения индукционного эффекта.</p> <p>Энергия частицы или кванта идет на образование носителей зарядов – электронов и положительных ионов чувствительного объе-</p>

		<p>ма ИК (газа, сжиженного газа). Средняя энергия ионообразования ИК составляет около 30 эВ. Подвижность электронов на три порядка выше подвижности ионов, поэтому в формировании импульса тока последние не принимают участия. Время сбора зарядов (порядка мкс) зависит от подвижности, межэлектродного расстояния и приложенного напряжения смещения. ИК используются в основном в спектрометрии заряженных частиц. Для гамма-излучения используется ИК со сжатым ксеноном</p>
Ионизационная камера с сеткой	Gridded ionization chamber, Frisch-grid detector	<p>Ионизационные камеры из-за большой средней длины свободного пробега в газах практически не применяются в гамма-спектрометрии, но используются для исследования энергетических спектров альфа-излучения. Для исключения влияния места взаимодействия излучения с молекулами газов на форму сигнала (индукционного эффекта) используются ионизационные камеры с сеткой (ИКС), куда альфа-частицы попадают только в пространство между катодом и сеткой, на которой поддерживается промежуточный потенциал. Сетка практически прозрачна для электронов, которые (без участия ионов с подвижностью, на три порядка более низкой) формируют импульс с амплитудой, пропорциональной поглощенной энергии частицы в чувствительном объеме ИКС.</p> <p>Энергетическое разрешение детектора на основе ИКС уступает полупроводниковым детекторам из-за относительно высоких, по сравнению с полупроводниками, энергий ионообразования (35–</p>

		40 кэВ). Если источник размещен внутри ИКС, абсолютная эффективность регистрации близка к 50 %
Ионизационное торможение	Ionization braking	<p>Основной механизм потери энергии тяжелой заряженной частицей (например, альфа-частицей, протоном, тритоном) или один из механизмов потери энергии электроном при их прохождении через вещество. Энергия может теряться вследствие неупругого кулоновского взаимодействия с атомами, приводящего к ионизации и возбуждению атомов, а также вследствие упругих взаимодействий с ядрами.</p> <p>Потеря энергии при ионизации – процесс непрерывный, при этом движение тяжелой заряженной частицы в среде практически прямолинейно. При ионизационном торможении электрона его траектория далека от линейной из-за равенства масс и зарядов взаимодействующих частиц</p>
Ионизирующее излучение	Ionizing radiation	<p>Субатомные частицы (альфа-, бета-частицы и нейтроны), частицы, образующиеся при взаимодействии космического излучения с атмосферой Земли (мезоны и др.), и электромагнитные волны, обладающие достаточной энергией для ионизации атомов или молекул. Гамма-, рентгеновское излучение и высокоэнергетическая область ультрафиолетовой части электромагнитного спектра являются ионизирующим излучением (ИИ). Граница между ионизирующим и неионизирующим излучениями резко не определена и находится между 10 и 33 эВ. ИИ также получают с помощью рентгеновских</p>

		<p>трубок, ускорителей частиц и деления ядер. ИИ подразделяют на непосредственно ионизирующие (заряженные частицы) и косвенно ионизирующие излучения (электрические нейтральные – фотоны, нейтроны и др.). Первые ионизируют вещества главным образом за счет кулоновского взаимодействия с электронами атомов, вторые – вследствие вторичных эффектов, к которым относятся фотоэффект, комптоновское рассеяние, парообразование (для фотонов), упругое и неупругое взаимодействие с ядрами (для нейтронов)</p>
Ионно-имплантированный кремниевый ППД	Ion implanted silicon detector	<p>Ионно-имплантированный кремниевый полупроводниковый детектор (ИИД) изготавливают, облучая поверхность кремния пучком ускоренных ионов (технология ионной имплантации). В кристаллическом кремнии после бомбардировки ионами бора образуется слой материала <i>p</i>-типа, сформированный вблизи поверхности. ИИД можно изготавливать с тонким входным окном для увеличения энергетического разрешения и повышения эффективности регистрации альфа- и бета-излучений. К классу ИИД относятся детекторы PIPS®</p>
Источник ионизирующих излучений	Ionizing radiation source	<p>Объект, содержащий радиоактивный материал или техническое устройство, испускающее или способное при определенных условиях испускать ионизирующее излучение. Под объектом понимается, в зависимости от масштабов, как установка в целом (ядерный реактор, ускоритель, нейтронный генератор и др.) или ее часть (активная зона, теплоноситель и др.), так и пробы, содержащие радиоактивность и находящиеся в жидком, твердом или газообразном со-</p>

		<p>стоянии. Источники ионизирующих излучений (ИИИ) могут быть закрытыми, в которых выход радиоактивных веществ за пределы источника невозможен, и открытыми. Активность ИИИ, содержащих радионуклиды, может меняться в широких пределах: от значений, сопоставимых с радиационным фоном (пробы почвы, воды и воздуха в контролируемой зоне АЭС), до высоких значений, исключающих нахождение персонала вблизи источника (бочки с высокоактивными отходами, облученные твэлы и др.). Для спектрметрических измерений используют различные детекторы, оптимизированные для работы с конкретными источниками в зависимости от их типов, радионуклидного состава и активности</p>
<p>Источник нейтронов</p>	<p>Neutron source</p>	<p>Любое устройство, испускающее или способное испускать нейтроны и используемое в научных исследованиях, ядерных технологиях, медицине, биологии, химии, в ядерном оружии. Источники нейтронов (ИН) характеризуются несколькими факторами: размерами (значимостью), интенсивностью (н/с), энергетическим спектром, угловым распределением нейтронов, режимами испускания (непрерывный или импульсный). Среди основных ИН – ядерный реактор, основанный на делении тяжелых ядер; термоядерные установки, основанные на синтезе легких ядер (<i>fusion systems</i>); системы, генерирующие нейтроны при взаимодействии ускоренных протонов с тяжелыми ядрами мишени (<i>spallation systems, SNS</i>); системы, основанные на фотоядерных реакциях взаимодействия высокоэнерге-</p>

		<p>тического тормозного излучения с мишенями (<i>electron bremsstrahlung/photofission</i>); устройства, основанные на реакции D-T синтеза в короткоживущей плазме, создаваемой при электромагнитном сжатии и ускорении (<i>dense plasma focus</i>, DPF); устройства, в которых нейтроны испускаются при взаимодействии ускоренных легких ионов с дейтериевыми, литиевыми и другими мишенями (<i>light ion accelerators</i>); нейтронные генераторы на основе реакции <math>{}^2\text{D} + {}^3\text{T} \rightarrow {}^4\text{He} + n + 17,6 \text{ МэВ}</math> (<i>neutron generators</i>); радиоизотопные источники (<i>radioisotope sources</i>) на основе (<math>\alpha, n</math>) и (<math>\gamma, n</math>) реакций, на основе спонтанного деления (<math>{}^{252}\text{Cf}</math>) и др. Эти ИН различаются как по перечисленным выше факторам, так и по выходу нейтронов на единичное инициирующее событие (частица, акт деления)</p>
Каскадное суммирование	True coincidence summing, TCS	См. <i>Пик каскадного суммирования</i>
Классификация нейтронов по энергиям	Neutron energy classification	<p>Условное разделение энергетического спектра нейтронов на группы в соответствии с характером взаимодействия нейтрона энергии <math>E</math> с веществом, поглощающим и рассеивающим нейтроны. К основным энергетическим группам относят медленные (до 1 кэВ), промежуточные (1–200 кэВ) и быстрые (более 200 кэВ) нейтроны. Медленные нейтроны, в свою очередь, подразделяют на холодные (менее 0,005 эВ), тепловые (0,005–0,5 эВ) и надтепловые (0,5–1000 эВ). Средняя энергия тепловых нейтронов при <math>T = 293 \text{ К}</math> равна</p>

		<p>0,025 эВ, а их энергетический спектр описывается распределением Максвелла. Быстрые нейтроны с энергией примерно до 20 МэВ можно считать нерелятивистскими, а при энергиях более 20 МэВ (сверхбыстрые нейтроны) их скорость сопоставима со скоростью света. В области промежуточных нейтронов сечение взаимодействия сильно меняется в зависимости от энергии (носит резонансный характер), причем энергетический диапазон, характерный для резонансов, зависит от заряда ядра и смещается в более мягкую область с его ростом.</p> <p>Классификация нейтронов различается у разных авторов и как правило определяется конкретными задачами. В некоторых случаях выделяют кадмиевые нейтроны (поглощаемые Cd) в отдельную группу. Энергии нейтронов ядерных реакторов (<i>pile neutrons</i>) находятся в диапазоне примерно от 0,001 эВ до 15 МэВ</p>
Коллимация альфа-излучения	Collimation of alpha-particles	<p>Метод уменьшения FWHM за счет размещения между плоским источником альфа-излучения и детектором <i>коллиматора</i> – плоской пластины с одинаковыми регулярно расположенными каналами перпендикулярно плоскостям источника и детектора. Использование коллиматора позволяет существенно уменьшить хвосты пиков слева от максимумов и, следовательно, улучшить энергетическое разрешение. Вместе с тем, при коллимации за счет отсека некоторых частиц эффективность регистрации снижается. Форму, диаметр и длину канала находят расчетным путем при заданной эффек-</p>

		тивности регистрации конкретного детектора и параметров измеряемого образца
Комптоновский континуум	Compton continuum, Compton plateau	Область спектра гамма-излучения в энергетическом диапазоне от 0 до комптоновского края. Комптоновский континуум вносит основной вклад в собственный фон измеряемого образца, содержащего гамма-излучающие радионуклиды
Комптоновский край	Compton edge	Асимметричный пик в энергетическом спектре гамма-излучения, соответствующий максимальной энергии однократно рассеянных вследствие эффекта Комптона гамма-квантов, равной $E_{\gamma} - \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{2E_{\gamma}}{m_e c^2}}$
Комптоновский спектрометр	Compton spectrometer	Спектрометр, состоящий из кристалла-анализатора небольшого размера (во избежание многократного рассеяния), в котором регистрируются коллимированные гамма-кванты, и управляющего кристалла, регистрирующего гамма-кванты, рассеянные под определенным углом вследствие эффекта Комптона. Амплитудный анализ производится только в случае совпадений импульсов от двух кристаллов. Существует однозначная зависимость между углом рассеяния кванта и энергией комптоновского электрона. В приборном спектре, получаемом с кристалла-анализатора, каждой гамма-линии падаю-

		<p>щего кванта (<math>E_\gamma</math>) соответствует пик (<math>E_e</math>), образованный при регистрации комптоновских электронов. Если угол рассеяния <math>\theta</math> близок к <math>\pi</math>, рассеянному комптоновскому электрону передается наибольшая доля энергии. Для получения максимального сигнала в комптоновском спектрометре (КС) направление рассеяния гамма-квантов близко к <math>\pi</math>. В этом случае зависимость энергии электрона от угла рассеяния очень слабая, и можно считать, что <math>E_e \approx E_\gamma - \frac{m_e c^2}{2}</math>. КС в настоящее время используются в фундаментальных исследованиях</p>
Комптоновское плато	Compton continuum, Compton plateau	См. <i>Комптоновский континуум</i>
Комптоновское рассеяние	Compton scattering	<p>Некогерентное рассеяние фотона на свободном или слабо связанном с ядром электроне, в результате которого часть кинетической энергии фотона с длиной волны <math>\lambda</math> передается электрону, а длина волны рассеянного фотона <math>\lambda'</math> определяется по формуле <math>\lambda' - \lambda = \lambda_C (1 - \cos \theta)</math>, где <math>\lambda_C = \hbar / (m_e \cdot c) = 0,02426 \text{ \AA}</math> – комптоновская длина волны. Полная передача энергии от фотона к электрону при комптоновском рассеянии (КР) невозможна. Энергия комптоновского электрона максимальна при <math>\theta = \pi</math>. Атомарное сече-</p>

		<p>ние взаимодействия при КР пропорционально атомному номеру вещества. При малых энергиях сечение КР приблизительно постоянно, а при больших – обратно пропорционально энергии падающего кванта. Сечение КР описывается формулой Клейна-Нишины. Рассеянный вследствие эффекта Комптона фотон может претерпеть повторное, в том числе многократное рассеяние. Вследствие этого участок энергетического спектра между пиком полного поглощения и комптоновским краем может быть заполнен</p>
<p>Конверсионная эффективность сцинтиллятора</p>	<p>Conversion efficiency</p>	<p>Отношение суммарной энергии фотонов (энергии световой вспышки), <math>\epsilon_{св}</math>, к поглощенной в сцинтилляторе энергии частицы, <math>E</math>: <math>\eta_k = \frac{\epsilon_{св}}{E} = \frac{N_{\phi} h\nu}{E}</math>, где <math>N_{\phi}</math> – количество фотонов с энергией <math>h\nu</math> (средняя энергия одного фотона). В идеальном сцинтилляторе конверсионная эффективность (КЭ) не зависит от энергии и вида регистрируемых частиц, т.е. является постоянной величиной. В этом случае интенсивность световой вспышки прямо пропорциональна энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе. В действительности КЭ зависит от удельных потерь энергии, <math>dE/dx</math>, которая, в свою очередь, определяется типом частицы и ее характеристиками</p>
<p>Коэффициент ослабления линейный</p>	<p>Linear attenuation coefficient</p>	<p>Макроскопическое эффективное сечение взаимодействия фотонов с веществом, определяемое из выражения <math>\mu_l = \rho \frac{N_A}{A} \sigma</math>, где <math>\rho</math> –</p>

		плотность материала; $N_A$ – число Авогадро; $A$ – атомная масса материала, $\sigma$ – микроскопическое сечение взаимодействия. Нерассеянные гамма-кванты, проходя через слой вещества толщиной $L$ , ослабляются по закону $I = I_0 e^{-\mu L}$ , где $I$ и $I_0$ – интенсивность прошедшего слой и падающего на него гамма-излучения соответственно. Имеет размерность $\text{см}^{-1}$
Коэффициент ослабления массовый	Mass attenuation coefficient	Отношение линейного коэффициента ослабления к плотности вещества. Массовый коэффициент ослабления (МКО) имеет размерность $\text{см}^2/\text{г}$ . МКО материала со сложным химическим составом равен $\mu = \sum_i \mu_i w_i$ , где индекс суммирования относится к $i$ -му химическому элементу с массовой долей $w_i$
Коэффициент усиления	Amplifier gain	Отношение амплитуды выходного сигнала (напряжения, тока) усилителя к амплитуде соответствующего входного сигнала. Величина коэффициента усиления должна быть постоянной в динамическом диапазоне спектрометрического усилителя
Кремниевый детектор	Silicon detector	Класс полупроводниковых детекторов ионизирующих излучений на основе кремния. К нему относятся поверхностно-барьерные, в том числе полностью обедненные детекторы, диффузионно-дрейфовые (на основе Si $p$ -типа, легированного Li), ионно-имплантированные и др. Используются для спектрометрии рентгеновского излучения, легких и тяжелых заряженных частиц, при ре-

		гистрации нейтронов. Эксплуатируются при температурах окружающей среды. Напряжение питания большинства детекторов не превышает 300 В
Кремниевый фотоэлектронный умножитель, Si-ФЭУ	Silicon photo-multiplier, SiPM	Микропиксельный лавинный фотодиод, работающий в гейгеровском режиме и предназначенный для счета фотонов. Каждый пиксель устройства создает импульсный выходной сигнал при обнаружении единичного фотона. Общий выходной сигнал Si-ФЭУ представляет собой сумму выходных сигналов с каждого пикселя. Изобретен в СССР в 1989 г. Si-ФЭУ представляют собой альтернативу традиционным стеклянным ФЭУ в широком круге задач, предъявляющих повышенные требования к высокой чувствительности и регистрации слабых световых сигналов в диапазоне длин волн от 300 до 1000 нм
Кривая Брэгга	Bragg curve	График зависимости удельной ионизации, пропорциональной тормозной способности вещества, от пути, пройденного в среде тяжелой заряженной частицей (альфа-частицей, протоном). Тормозная способность возрастает к концу пробега частицы (при уменьшении ее скорости) и затем резко падает до нуля. На кривой Брэгга пик, обусловленный ростом сечения взаимодействия заряженной частицы с атомами среды при снижении скорости частицы, называется <i>пиком Брэгга</i> . В ядерной медицине при планировании облучения протонами обеспечивают наибольшее энерговыделение, соответствующее пику Брэгга, в области новообразования. Пик Брэгга

		можно искусственно расширить до плато с помощью механических поглотителей, обеспечивающих требуемое энергетическое распределение заряженных частиц перед входом в среду
Кривые трансмиссии	Transmission curves	Пробег определяют экспериментально, измеряя количество заряженных частиц, прошедших слой вещества, в зависимости от толщины слоя. Полученную таким способом зависимость числа зарегистрированных частиц от толщины слоя вещества называют <i>кривой трансмиссии (КТ)</i> . Если пробег существенно превышает толщину слоя, количество прошедших частиц не меняется с ростом толщины, но при приближении толщины к величине среднего пробега это количество начинает уменьшаться. Средний пробег соответствует точке перегиба наклонной части КТ
Критическая энергия электрона	Critical energy of electron	Ионизационные потери электронов растут при высоких энергиях пропорционально логарифму энергии, а радиационные – быстрее (пропорционально энергии). При определенном значении энергии, называемой <i>критической (КЭ)</i> , радиационные и ионизационные потери сравниваются: $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}}$ , а затем начинают преобладать радиационные потери. Если $Z$ – заряд среды, то КЭ (в МэВ) примерно равна $800/Z$ . Для Pb КЭ составляет около 10 МэВ.

Критический уровень	Critical level, $L_C$	<p>Величина, позволяющая определить, является ли полезный сигнал, полученный при измерении, статистически значимым, или имеется ли в измеряемой пробе такое количество радиоактивного вещества, которое при регистрации детектором создает полезный сигнал (за вычетом фона), среднее значение которого превышает заданный уровень флуктуации фона. Утверждение о наличии или отсутствии полезного сигнала может быть сделано только в рамках вероятностного подхода. При уровне значимости <math>\alpha=0,05</math> величину критического уровня, также называемой порогом распознавания, можно определить по формуле <math>L_C = 2,33\sqrt{B}</math>, где <math>B</math> – измеренный фон (в предположении, что фоновые события распределены по закону Пуассона). Существуют и другие расчетные формулы</p>
Линейная тормозная способность	Linear stopping power	<p>Свойство поглощающей среды (вещества) – средняя энергия, теряемая заряженной частицей на единичном пути за счет ионизационных и радиационных потерь, равная <math>-\frac{dE}{dx}</math>. Без учета радиационных потерь линейная тормозная способность пропорциональна квадрату заряда частицы, концентрации электронов в среде и функции скорости: <math>-\frac{dE}{dx} \sim z^2 n_e \varphi(v)</math>, где <math>\varphi(v) \sim \frac{1}{v^2}</math></p>
Линейчатый спектр	Line spectrum	<p>Спектр, состоящий из отдельных спектральных линий, каждая из которых по форме близка к дельта-функции. Типичный пример –</p>

		спектр гамма-излучения радионуклида, расположения линий которого на энергетической шкале определяются разностями между энергетическими уровнями ядра. Естественная ширина линии определяется из соотношения неопределенности Гейзенберга и на много порядков меньше, чем ширина линии, наблюдаемой в спектрометрах ионизирующих излучений. К линейчатым также относятся спектры конверсионных электронов, спектры характеристического рентгеновского излучения атома, спектры альфа-излучения
Массовая тормозная способность	Mass stopping power	Отношение линейной тормозной способности к плотности среды: $-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$ . При ионизационных потерях энергии массовая тормозная способность приблизительно постоянна для всех сред, так как и плотность, и $\frac{dE}{dx}$ пропорциональны атомному номеру
Медиана распределения	Median of distribution	Значение случайной величины (аргумент функции распределения), соответствующее значению функции распределения, равной 0,5. Если рассматривается счетное распределение (например, распределение электронов по энергиям), то количество электронов с энергией, меньшей ее медианного значения, равно количеству электронов с энергией, равной или большей ее медианного значения. При рассмотрении массового распределения масса всех частиц с диаметром меньшим, чем массовый медианный диаметр, равно мас-

		се частиц, диаметры которых превышают медианное значение. Совпадает с понятием <i>центроиды</i> (геометрического центра) случайной величины. В симметричном распределении значения моды и медианы совпадают
Мертвое время	Dead time	Временной промежуток после момента регистрации события, в течение которого детектор или спектрометр не в состоянии регистрировать последующие события. Вследствие ненулевого мертвого времени при высоких интенсивностях потока входных событий (частиц или квантов) часть информации теряется
Метод аналитической интерполяции для определения ширины пика	Determination of peak width using analytical interpolation	<p>Процедура, позволяющая оценить ширину пика на уровне <math>k</math>-й части его высоты. Координаты точек по оси <math>x</math> пересечения пика линией на высоте, составляющей <math>k</math>-ю часть слева и справа от максимума пика, равны, соответственно, <math>x_L = \frac{ky_p - y_1}{y_2 - y_1} + x_1</math> и</p> $x_H = \frac{y_3 - ky_p}{y_3 - y_4} + x_3,$ <p>где <math>y_i</math> – число отсчетов в <math>i</math>-м канале; <math>y_p</math> – максимальное число отсчетов в области пика; <math>x_1, x_2</math> – каналы ниже и выше <math>x_L</math>, соответственно, <math>x_3, x_4</math> – каналы ниже и выше <math>x_H</math>, соответственно. Полная ширина пика на уровне <math>K</math> от максимума равна</p> $FWKM = x_H - x_L = (x_3 - x_1) + \frac{y_3 - ky_p}{y_3 - y_4} - \frac{ky_p - y_1}{y_2 - y_1}.$

		<p>Метод используют для поиска ширины симметричных пиков. При невысокой точности измерений используют процедуру предварительного сглаживания данных</p>
<p>Метод линеаризации гауссиана для определения параметров пика</p>	<p>Determination of peak parameters by a linearized Gaussian fit</p>	<p>Функция <math>Q(x) = \ln \frac{y(x-1)}{y(x+1)} = \frac{2}{\sigma^2} x - \frac{2x_0}{\sigma^2}</math>, где <math>y(x)</math> – нормальное распределение (из экспериментального спектра вычтен фон), является линейной. Связь параметров нормального распределения с параметрами линеаризующей гауссиан функции <math>Q(x)</math> находят, используя взвешенный метод наименьших квадратов. С помощью критерия <math>\chi^2</math> проверяют соответствие гауссиану экспериментальных точек. Из линейной функции также находят полуширину пика и оценивают площадь пика полного поглощения</p>
<p>Метод моментов</p>	<p>First and second-moments methods</p>	<p>Положение максимума пика (центроиды распределения) определяется по формуле <math>\bar{x} = \frac{\int_{x_1}^{x_2} xy(x)dx}{\int_{x_1}^{x_2} y(x)dx} = \frac{\sum x_i y_i}{\sum y_i}</math>, где <math>x_1</math> и <math>x_2</math> – границы области пика, <math>y_i</math> – отсчет в канале <math>x_i</math>. Для суммирования с приемлемой точностью достаточно выбрать диапазон <math>[x_1, x_2]</math>, равный утроенной величине <math>FWHM</math>. При ассиметричном пике рассчитанный первый момент не будет совпадать с центроидой гауссиана.</p>

		<p>Процедура определения полуширины выполняется после определения центраиды. Метод основан на том, что величина <i>FWHM</i> равна <math>2,355\sigma</math> (<math>\sigma</math> – среднеквадратичное отклонение плотности распределения), а оценку величины <math>\sigma</math> находят по формуле</p> $\sigma^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (x - x_0)^2 y(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} y(x) dx} \approx \frac{\sum (x_i - x_0)^2 y_i}{\sum y_i}.$ <p>Процедура подходит и для ассиметричных пиков, так как априорная информация о виде распределения не используется. Перед применением метода вторых моментов необходимо на участке спектра шириной не менее <math>3 FWHM</math> вычесть фон</p>
<p>Метод наименьших квадратов (МНК)</p>	<p>Least square method</p>	<p>Один из наиболее эффективных методов поиска неизвестных параметров регрессионных моделей по экспериментальным данным. Используется как в линейных, так и в нелинейных моделях, описывающих связанные со спектрометрией проблемы: энергетическая калибровка спектрометров, аппроксимация и расшифровка экспериментальных спектров и т.п. Для использования МНК принципиально важно, чтобы число экспериментальных точек было больше, чем число неизвестных параметров. Искомые параметры модели ищутся из условия минимума функционала – суммы квадратов отклонений между данными эксперимента и линейной комби-</p>

		нацией базисных функций при этих параметрах. Линейная классическая МНК-оценка является несмещенной, состоятельной и эффективной
Метод подгонки параболлизированным гауссианом для определения параметров пика	Determination of peak parameters by a parabolized Gaussian fit	<p>Натуральный логарифм гауссиана равен</p> $\ln(y) = c_0 + c_1x + c_2x^2,$ <p>где <math>c_0 = \ln y_0 - \frac{x_0^2}{2\sigma^2}</math>; <math>c_1 = \frac{x_0}{\sigma^2}</math>; <math>c_2 = -\frac{1}{2\sigma^2}</math>. Процедура поиска центроиды состоит в определении постоянных коэффициентов параболы с помощью взвешенного метода наименьших квадратов по экспериментальным парам точек <math>(x_i, \ln y_i)</math>. Фон вычтен. Для проверки соответствия данных нормальному распределению применяется критерий хи-квадрат. Из параболической функции также находят полуширину пика и оценивают площадь пика полного поглощения</p>
Метод производных (метод Марискотти)	Mariscotti's method	<p>Если представить энергетический спектр непрерывной функцией, то ее производные ведут себя одинаково на характерных участках: вне области пика производные гауссиана равны нулю, а вблизи его максимума характерное поведение производных позволяет определить местоположение пика и его ширину. Метод <i>производных</i> основан на численном дифференцировании гамма-спектров, измеренных с помощью ППД (М.А. Mariscotti, 1967). Для поиска пиков использованы вторые конечные разности. Предполагается,</p>

		<p>что искомый пик за вычетом фона описывается распределением Гаусса, а сам фон линейен.</p> <p>В методе <i>первой производной</i> постулируют наличие пика в области <math>i</math>-го канала при положительной производной слева, отрицательной справа и равенстве нулю в максимуме. В методе <i>вторых производных</i> критерием наличия пика является положительность вторых производных слева и справа от максимума, а в самом максимуме значение второй производной отрицательно. Метод применяется только для сглаженных спектров</p>
<p>Метод пяти каналов для определения положения пика</p>	<p>Determination of peak position by five-channel method</p>	<p>Метод основан на предположении гауссовой формы пика. Верхнюю его часть можно аппроксимировать параболой, прологарифмировав гауссиан и разложив полученную функцию в ряд Тейлора вблизи максимума пика. Для нахождения центроиды пика используется формула, связывающая пять соседних каналов:</p> $x_0 = x_m + \frac{y_{m+1}(y_m - y_{m-2}) - y_{m-1}(y_m - y_{m+2})}{y_{m+1}(y_m - y_{m-2}) + y_{m-1}(y_m - y_{m+2})},$ <p>где <math>m</math> – номер канала с наибольшим числом отсчетов; <math>y_i</math> – число отсчетов в канале <math>x_i</math> за вычетом фона. Метод не слишком чувствителен к ассиметричным хвостам, но уступает методу моментов при обработке широких пиков, измеренных с низкой точностью</p>

<p>Метод тройных-двойных совпадений</p>	<p><i>TDCR</i> (triple to double coincidence ratio)</p>	<p>Метод тройных-двойных совпадений (<i>TDCR</i>) позволяет непосредственно определять эффективность регистрации жидкосцинтилляционного спектрометра и, следовательно, абсолютную активность как альфа-, так и бета-излучателей. Эффективность вычисляется на основе физической и статистической моделей распределения фотонов, испущенных сцинтиллятором. В <i>TDCR</i> используются три одинаковых ФЭУ, расположенных под углом 120°. Сигналы с каждого ФЭУ (1, 2 и 3) поступают на схемы совпадений с регистрацией тройных совпадений (1-2-3) и трех типов двойных совпадений (1-2, 2-3 и 3-1). Метод основан на следующих гипотезах: 1) при взаимодействии моноэнергетических электронов со сцинтиллятором число испускаемых фотонов подчиняется распределению Пуассона. Вероятность эмиссии <math>x</math> фотонов равна (при среднем их числе <math>m</math>)</p> $P(x/m) = \frac{m^x}{x!} e^{-m}.$ <p>Величина <math>m</math> зависит от поглощенной энергии: <math>m = m(E)</math>; 2) фотоны равномерно распределены в оптической камере счетчика и выбивают фотоэлектроны в фотокатоде ФЭУ, количество которых также подчинено распределению Пуассона со средним значением <math>\nu m</math> (<math>\nu</math> – вероятность образования фотоэлектрона):</p> $P(y/\nu m) = \frac{(\nu m)^y}{y!} e^{-\nu m};$ <p>3) вероятность регистрации хотя бы одного</p>
---	---	--

фотона равна  $\varepsilon = 1 - P(0) = 1 - \frac{(vm)^0}{0!} e^{-vm} = 1 - e^{-vm}$  (эффективность регистрации электрона с энергией  $E$ , инжектированного в ЖС). Количество испущенных фотонов при поглощении заряженной частицы в сцинтиляционном коктейле – это нелинейная функция от энергии, описываемая *формулой Биркса*. Экспериментально определяется отношение тройных совпадений к двойным совпадениям:

$$TDCR = K = \frac{N_T}{N_D}; \quad 0 \leq K \leq 1.$$

Параметр  $TDCR$  сопоставляется с расчетной величиной  $\frac{\varepsilon_T}{\varepsilon_D}$ , определенной на основе изложенных выше гипотез и формулы Биркса.

Если эффективность регистрации стремится к 1, то числитель и знаменатель стремятся к  $N_0$  (активность источника), поэтому значение  $TDCR$  стремится к 1. Путем измерения соответствующих количеств двойных и тройных совпадений при различных условиях гашения сцинтилляций строится зависимость, из которой определяется абсолютная активность (при стремлении  $TDCR$  к 1). Метод подходит только для чистых бета-излучателей ( $^3\text{H}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ), так как в ином случае зависимость эффективности от параметра  $TDCR$  неоднозначна

<p>Минимальная детектируемая активность (МДА)</p>	<p>Minimum detectable activity, <i>MDA</i></p>	<p>Минимальное количество радионуклида, которое можно уверенно зарегистрировать с помощью конкретного детектора при заданной геометрии измерений. МДА зависит от величины фона статистической природы, времени измерений, свойств детектора и измеряемого образца, геометрии измерений и схемы распада нуклида.</p> <p>МДА вычисляется так же, как и удельная активность нуклида, но количество импульсов в информативном пике (например, в пике полного поглощения) заменяется на величину уровня детектирования <math>L_D</math>: <math>MDA = \frac{2,71 + 4,65\sqrt{N_B T}}{V_C T \epsilon}</math>, где <math>N_B</math> – скорость счета фона (имп/с); <math>\epsilon</math> – эффективность регистрации (значения от 0 до 1); <math>T</math> – время измерения (при условии одинакового времени измерения фона и образца), с; <math>V_C</math> – объем образца. Иногда эту величину, называют <math>MDA_{95}</math>. МДА часто используется как один из показателей качества спектрометра (<i>FoM, figure of merit</i>), и различные установки сравниваются между собой исходя из величин МДА. Если определенная активность нуклида <math>A</math> оказывается меньше МДА, в протоколах измерений это фиксируется как <math>A &lt; \text{МДА}</math> без приведения величины <math>A \pm \Delta A</math></p>
<p>Многоканальный анализатор импульсов</p>	<p>Multi-channel analyzer, <i>MCA</i></p>	<p>Электронный блок, предназначенный для анализа распределений импульсов. Многоканальный анализатор сортирует по амплитудам и накапливает импульсы от зарегистрированных частиц или кван-</p>

		тов, поступающих со спектрометрического усилителя, с целью цифрового и визуального представления спектра, полученного с помощью детектора
Многокри- стальный спектрометр	Multi-crystal spectrometer	<p>Спектрометр, в котором для повышения информативности измерений используется несколько детекторов. Это позволяет либо существенно уменьшить комптоновский фон, либо получить информацию из анализа иных пиков, а не только пиков полного поглощения. Во всех многокристалльных спектрометрах активно используются электронные схемы совпадений и антисовпадений, линейные ворота и др.</p> <p>Общим недостатком МС является их невысокая эффективность регистрации из-за специально подобранного кристалла-анализатора небольшого размера. В настоящее время спектрометры антисовпадений (с кольцевым охранном сцинтиллятором) используются для низкофоновых измерений, а комптоновские и парные спектрометры – в основном, в поисковых исследованиях (физика высоких энергий, космические излучения, измерения сечений реакций и т.п.)</p>
Многослойная защита детектора	Graded shield	<p>Защита детектора, выполненная из нескольких слоев различных материалов, поглощающих излучение. В гамма-спектрометрии используется свинец (основной материал для защиты от внешнего фона). Гамма-излучение исследуемого образца возбуждает в свинце характеристическое рентгеновское излучение (ХРИ), которое создает дополнительный фон – линии 72 и 74 кэВ. Для их поглощения</p>

		<p>применяют тонкий слой кадмия. Но кадмий также становится источником ХРИ с линией 23 кэВ, которое поглощается медным слоем. ХРИ меди составляет примерно 8 кэВ и не является серьезным мешающим фактором при измерениях. Кроме упомянутых материалов, в защитных конструкциях используют железо и олово. Компоновка защиты детектора зависит от интенсивности внешнего фона (в том числе, нейтронного), требуемой точности, необходимости снижения доли комптоновского рассеяния, от стоимости материалов защиты и ее конструкции. Например, трехслойная защита из 100 мм свинца, 0,5–1 мм кадмия и 1–2 мм меди не является оптимальной с точки зрения эффективности поглощения гамма-квантов, но существенно дешевле других комбинаций</p>
Мода распределения	Mode of distribution	<p>Значение случайной величины, соответствующее наибольшей величине плотности распределения вероятности. Распределение с одной модой называется <i>унимодальным</i>, с двумя и более модами – <i>бимодальным</i> и <i>полимодальным</i> соответственно. Наличие нескольких мод свидетельствует о нескольких источниках, формирующих распределение</p>
МОКС-топливо	MOX (Mixed Oxide) U-Pu fuel	<p>Ядерное топливо, содержащее диоксиды плутония (Pu) и обедненного или природного урана (U). Изотопный состав Pu в МОКС-топливе соответствует изотопному составу Pu, содержащемуся в отработавшем ядерном топливе (ОЯТ), выгружаемом из легководных энергетических ядерных реакторов. Для МОКС-топлива воз-</p>

		<p>возможен вариант использования Pu из ОЯТ промышленных реакторов. Для получения МОКС-топлива 6–10 % Pu из ОЯТ смешивают с 90–94 % U. Так как массовое содержание <math>^{235}\text{U}</math> в МОКС-топливе не превосходит 1 %, в нем основная энергия выделяется при делении ядер Pu</p>
Моменты распределения случайной величины	Moments of distribution of random variable	<p>Числовые характеристики случайной величины. Начальный момент <math>s</math>-го порядка случайной величины <math>X</math> называется <i>математическим ожиданием</i> <math>s</math>-й степени этой величины: <math>\alpha_s[x] = M[x^s]</math>.</p> <p>Центральный момент <math>s</math>-го порядка случайной величины <math>X</math> называется <i>математическим ожиданием</i> центрированной величины <math>X</math> <math>s</math>-й степени: <math>\alpha_s[X] = M[X^2]</math>, где <math>X = x - M[x]</math>.</p> <p>Метод моментов для нахождения центроиды пика и его полуширины основан на численном определении начального момента первого порядка и центрального момента второго порядка по данным эксперимента</p>
Моноэнергетический спектр	Monoenergetic spectrum	<p>Разновидность линейчатого спектра, состоящего из единственной линии. Например, спектр гамма-излучения <math>^{137}\text{Cs}</math>, наблюдаемый в спектрометрах, состоит из единственной линии 661,6 кэВ, хотя в схеме распада присутствуют и другие энергетические линии</p>
Мультиплет	Multiplet	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. Группа близко расположенных спектральных линий, образованных расщеплением энергетического уровня ядра (атома).</li> <li>2. Близко расположенные энергетические линии гамма- или</li> </ol>

		<p>альфа-спектров, расстояние между которыми меньше энергетического разрешения спектрометра. Вследствие этого разрешение мультиплета требует специальных математических приемов.</p> <p>Критериями наличия мультиплета в спектре являются: 1) значимое отличие полуширины анализируемого пика от известного значения <math>FWHM</math>, полученного из калибровки; 2) асимметрия пика, образовавшаяся вследствие сложения одиночных пиков с разными интенсивностями</p>
Напряжение смещения	Bias	<p>Постоянное напряжение, приложенное к электроду относительно опорного уровня для достижения требуемого режима по постоянному току. В ППД к <math>p</math>-области прикладывается отрицательный, а к <math>n</math>-области – положительный потенциалы, что способствует расширению чувствительной области детектора и эффективному сбору носителей зарядов обоих знаков, образующихся при поглощении излучения</p>
Неорганические сцинтилляторы	Inorganic scintillator	<p>Большая группа неорганических твердых веществ с кристаллической структурой, т.е. состоящей из атомов, не связанных в обособленные молекулы. Под действием ионизирующего излучения часть электронов решетки переходит в зону проводимости или на возбужденные уровни. Энергия возбуждения мигрирует в кристалле за счет электронно-дырочной проводимости. Когда носители попадают в центры люминесценции, вследствие рекомбинационных процессов испускаются фотоны</p>

Непрерывный спектр	Continuous spectrum	Спектр с граничными энергиями $E_1$ и $E_2$ , в пределах которых в каждой части энергетического диапазона ( $E, E + dE$ ) имеется ненулевое количество частиц или фотонов. Примерами служат спектр бета-излучения, спектры тормозного излучения, комптоновского рассеяния и др.
Непродлевающее мертвое время	Non-expended (non-paralized) dead time	<p>В случае, если мертвое время (МВ) не зависит от того, попала ли последующая частица во временной интервал после регистрации предыдущей частицы, оно называется <i>непродлевающимся</i> МВ, (<math>\tau_{ne}</math>), и после прихода сигнала вход закрывается на его величину. Для спектрометров с многоканальным анализатором отсчет непродлевающегося МВ начинается в момент, когда выходной импульс усилителя превысит порог дискриминатора АЦП. МВ складывается из времени нарастания импульса, небольшого фиксированного времени, необходимого для регистрации пика, времени блокировки, состоящего из времени преобразования аналогового сигнала в цифровой код, и времени передачи информации в память анализатора. При высокой скорости счета сигналов часть полезной информации теряется только из-за непродлевающегося МВ спектрометра. Если за время <math>t \gg \tau_{ne}</math> регистрируются сигналы со скоростью счета <math>N</math>, а входная нагрузка равна <math>N_0</math> (скорость счета при МВ = 0), то</p> $N = \frac{N_0}{1 + N_0 \tau_{ne}}$ <p>При регистрации пуассоновского потока событий</p>

		<p>просчеты принципиально неустранимы, так как события следуют друг за другом через случайные, в том числе сколь угодно малые временные интервалы</p>
<p>Нормальное распределение</p>	<p>Normal distribution</p>	<p>Случайная величина <math>E</math> описывается нормальным распределением (НР) с параметрами <math>E_0</math> и <math>\sigma</math>, если плотность распределения равна</p> $\Phi(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}}.$ <p>Параметры НР (или распределения Гаусса) <math>E_0</math> и <math>\sigma</math> – математическое ожидание и среднее квадратичное отклонение случайной величины <math>E</math>. Кривая плотности распределения имеет симметричный колоколообразный вид. Мода, медиана и математическое ожидание НР совпадают. НР принято аппроксимировать аппаратные пики линейчатых спектров гамма-излучения. Для НР величина FWHM примерно равна <math>2,355\sigma</math></p>
<p>Образование электрон-позитронных пар</p>	<p>Pair production</p>	<p>Пороговый эффект, возникающий при взаимодействии гамма-кванта с электромагнитным полем ядра. Эффект наблюдается при условии <math>E_\gamma &gt; 2m_e c^2 = 1,022</math> МэВ. В результате взаимодействия гамма-квант исчезает, передавая свою энергию (за вычетом 1,022 МэВ) рождающимся электрону и позитрону, а также ядру отдачи (незначительная часть энергии). В чувствительной области</p>

		<p>детектора электрон и позитрон быстро замедляются. После потери кинетической энергии позитрон аннигилирует с электроном среды, в результате чего образуются два гамма-кванта с энергиями по 0,511 МэВ каждый. Сечение образования пар <math>\sigma_p</math> в поле ядра пропорционально квадрату заряда ядра и логарифму энергии гамма-квантов, а с увеличением энергии гамма-квантов зависимость сечения от энергии исчезает</p>
<p>Образцовые спектрометрические источники излучений</p>	<p>Sources for calibration</p>	<p>Специально изготовленные источники ионизирующих излучений известного состава и активности, предназначенные для калибровки детекторов. В РФ при калибровке детекторов гамма-излучений используют <i>образцовые спектрометрические гамма-источники</i> (ОСГИ) – набор точечных источников, изготовленных в виде дисков с радионуклидами в его центре, с энергиями испускаемых гамма-квантов в широком диапазоне: от нескольких килоэлектронвольт до 2 МэВ. Изготавливают также объемные твердые и жидкие образцовые источники, в том числе содержащие сразу несколько нуклидов и нуклиды с большим набором линий: SRM-4275, содержащий <math>^{125}\text{Sb}</math>, <math>^{154}\text{Eu}</math> и <math>^{155}\text{Eu}</math>, излучающий 18 хорошо разрешаемых линий в энергетическом диапазоне 27–1275 кэВ с известными интенсивностями, погрешность значений которых менее 1 % (NBS, США). В Великобритании для калибровки используют смесь из 12 нуклидов (материалы QCY и QCYK), испускающие гамма-кванты в диапазоне от 59,24 кэВ (<math>^{241}\text{Am}</math>) до 1836,05 кэВ (<math>^{88}\text{Y}</math>). Аналогичные</p>

		<p>российские источники, содержащие один или несколько нуклидов, поставляет АО «Изотоп».</p> <p><i>Образцовые спектрометрические источники альфа-излучений (ОСАИ) содержат изотопы урана, плутония и другие альфа-активные нуклиды. Источники получают методами радиохимического выделения требуемых нуклидов с заданной чистотой и их осаждения на поверхности металлических дисков. Бета-активные источники, используемые для калибровки бета-радиометров (ОРИБИ), содержат <math>^{14}\text{C}</math>, <math>^{60}\text{Co}</math>, <math>^{63}\text{Ni}</math>, <math>^{90}\text{Sr}</math>-<math>^{90}\text{Y}</math>, <math>^{137}\text{Cs}</math> и др.</i></p> <p>Образцовые источники нейтронов создают для метрологического обеспечения нейтронных измерений, выполняемых на конкретной установке в рамках научных или технических задач</p>
Обратное рассеяние электронов	Backscattering of electrons	<p>Отражение части электронов, летящих в детектор, от его поверхности. При выполнении измерений на бета-спектрометрах вследствие обратного рассеяния электронов (ОРЭ) от поверхности сцинтиллятора или ППД низкоэнергетическая часть спектра обогащается. В случае калибровки с помощью образцовых спектрометрических источников бета-излучения возможно ОРЭ от подложки препарата и увеличение доли частиц, достигающих чувствительной области детектора. Для снижения эффекта подложка должна состоять из вещества с низким <math>Z</math></p>
Объект использования атом-	Nuclear installation,	<p>Ядерные установки, радиационные источники, пункты хранения ядерных материалов и радиоактивных веществ, хранилища радио-</p>

ной энергии	Nuclear facilities	активных отходов (РАО), тепловыделяющие сборки ядерного реактора, в том числе облученные, ядерные материалы, радиоактивные вещества, радиоактивные отходы. Категории объектов использования атомной энергии определяются сведениями, содержащимися в паспорте на объект, в проектной, конструкторской, технологической и эксплуатационной документации, а также исходя из критериев отнесения отходов к РАО
Оже-электрон	Auger electron	<p>Электрон, которому передается избыточная энергия при снятии возбуждения атома, возникшего при образовании вакансии на одной из <i>внутренних атомных оболочек</i>, безызлучательным переходом. Эффект обнаружен Р. Auger (1923). Вакансия возникает вследствие фотоэффекта, внутренней конверсии, при электронном захвате ядром (бета-распад) и других процессов. Эффект Оже наблюдается преимущественно в легких атомах при энергиях связи электрона, не превышающей 1 кэВ.</p> <p>Избыточная энергия может быть также испущена в виде характеристического рентгеновского излучения, ХРИ (наиболее вероятный процесс при энергии связи электрона более 1 кэВ).</p> <p>Кинетическая энергия оже-электрона не зависит от энергии возбуждающего излучения, а определяется структурой энергетических уровней атома. Спектр оже-электронов дискретен, а энергия электрона равна разности энергии возбуждения и энергии связи. Типичные кинетические энергии оже-электронов для разных атомов и пе-</p>

		<p>реходов составляют от десятков электронвольт до нескольких килоэлектронвольт.</p> <p>После вылета оже-электрона на его месте остается вакансия, которая заполняется электроном с более высокой оболочки, а энергия уносится испусканием ХРИ или нового оже-электрона. Это происходит до тех пор, пока вакансии не перемещаются на самую верхнюю оболочку (в свободном атоме) либо не заполняются электронами из валентной зоны (когда атом находится в веществе). Эффект напоминает образование электронов внутренней конверсии вследствие ядерных переходов и передачи их энергии атомному электрону. Эффект Оже используется в оже-спектроскопии</p>
<p>Определение площади одиночного пика</p>	<p>Determination of single peak area</p>	<p>Фундаментальное ограничение при получении несмещенных оценок площадей пиков связано с наличием фона от других источников излучений, регистрируемых детектором. В экспериментальном спектре выделяют три области, представляющие интерес (<i>regions of interest, ROI</i>): область пика (ОП) и две области фона (ОФ) слева и справа от ОП. Например, 99,96 % площади «одиночного гауссиана», которым аппроксимируется пик полного поглощения (ППП) гамма-излучения, лежит внутри области с центром, соответствующим энергии гамма-излучения и шириной, равной утроенной величине <i>FWHM</i>. Ширина ОФ слева и справа от ОП как правило выбирается равной 0,5–1 <i>FWHM</i>. Площадь ППП определяется при вычитании из суммарного количества зарегистрированных со-</p>

		<p>бытий в области пика суммарного количества фоновых отсчетов в этой же области. Фон под пиком можно аппроксимировать линейной функцией (в этом случае суммарный фон равен площади трапеции с основанием, равным ОП и боковыми сторонами, равным значениям ОФ). Неопределенность значения площади ППП складывается из суммы неопределенностей количества импульсов в ОП и ОФ.</p> <p>В действительности, в силу ряда процессов детектирования излучений фон под пиком не всегда является прямой линией. В таком случае вклад фона может быть описан функцией сглаженной ступеньки: если <math>C_i</math> – отсчет в <math>i</math>-м канале, а индексы <math>L</math> и <math>U</math> относятся к левому и правому краям ОП соответственно, то величина <math>B_n</math> (фон в <math>n</math> канале) определяется по эмпирической формуле</p> $B_n = C_L - (C_L - C_U) \frac{\sum_{L+1}^n (C_i - C_U)}{\sum_{L+1}^U (C_i - C_U)}.$ <p>Более точно фон можно определить расчетом с использованием методов моделирования взаимодействия гамма-излучения с веществом.</p> <p>См. также <i>Площадь пика</i></p>
Органический сцинтиллятор	Organic scintillator	Двух- или трехкомпонентные смеси органических веществ. Первичные центры флуоресценции возбуждаются за счет потери энер-

		<p>гии заряженными частицами, а при снятии возбужденных состояний излучается квант света в УФ диапазоне. Длина поглощения ультрафиолета мала: центры флуоресценции непрозрачны для их собственного излученного света. Вывод света осуществляется добавлением к сцинтиллятору второго компонента-смесителя спектра, поглощающего первично излученный свет и переизлучающего его изотропно с большими длинами волн (меньшей энергией).</p> <p>Два активных компонента в органическом сцинтилляторе (ОС) или растворяются в органической жидкости, или смешиваются с органическим материалом так, чтобы образовать полимерную структуру. По такой технологии можно производить жидкий или пластический сцинтиллятор любой геометрической формы. ОС имеют гораздо меньшие времена высвечивания (порядка единиц – десятков наносекунд) по сравнению с неорганическими, но меньший световыход</p>
Относительная полуширина	Scintillation detector resolution	<p>Отношение полной ширины пика на половине его высоты к энергии пика, выраженное в процентах. Обычно используется при сравнении характеристик сцинтилляционных спектрометров. Для сравнения гамма-спектрометров используют образцовый источник <math>^{137}\text{Cs}</math> (энергия 661,6 кэВ)</p>
Относительная эффективность	Relative efficiency	<p>Используется в гамма-спектрометрии для характеристики детекторов, которые сравниваются с «классическим» сцинтилляционным детектором. Количество событий, зарегистрированных в ППП ли-</p>

		нии 1332 кэВ $^{60}\text{Co}$ с известной активностью и расположенного на расстоянии 25 см от торцевой поверхности детектора, делится на количество событий, регистрируемых стандартным цилиндрическим детектором NaI(Tl) 3"×3" при том же расстоянии источник-детектор и за то же время. (Скорость регистрации событий в пике полного поглощения $1,2 \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ на Бк.)
Отношение пик-комpton	Peak-to-Compton ratio, <i>PCR</i>	Величина, позволяющая оценить возможности определения низкоэнергетических пиков на комптоновском фоне, возникающем вследствие рассеяния гамма-квантов бóльших энергий. <i>PCR</i> определяется с использованием образцового источника $^{60}\text{Co}$ как отношение количества отсчетов в максимуме пика полного поглощения линии 1322 кэВ к среднему количеству отсчетов в его комптоновском распределении в области от 1040 до 1096 кэВ. <i>PCR</i> указывается для коаксиальных детекторов, и для современных HPGe-детекторов оно составляет 40–70. Величина <i>PCR</i> возрастает с улучшением энергетического разрешения и ростом эффективности детектора
Отношение сигнал-шум	<i>SNR</i> , S/N ratio, signal to noise ratio	Безразмерная величина, равная отношению мощности полезного сигнала к мощности шума: $SNR = \frac{P_S}{P_N} = \frac{A_S^2}{A_N^2}$ , где <i>P</i> и <i>A</i> – средняя мощность и среднеквадратическая амплитуда соответственно, <i>S</i> –

		<p>индекс, относящийся к сигналу, <math>N</math> – к шуму. <math>SNR</math> часто выражают в децибелах:</p> $SNR(dB) = 10Lg\left(\frac{P_S}{P_N}\right) = 20Lg\left(\frac{A_S}{A_N}\right).$ <p>Наибольшая величина <math>SNR</math> наблюдается, если форма выходного импульса усилителя напоминает острое (<i>cusp</i>) и описывается выражением <math>U(t) = U_0 \exp(-k t - \tau )</math>, где <math>U_0</math> и <math>k</math> – постоянные. Приняв для такого сигнала значение относительного шума (ОШ) за единицу, можно вычислить ОШ для импульсов других форм. Получить сигнал в форме острия методами аналоговой электроники с использованием пассивных элементов практически невозможно, к тому же он неудобен для амплитудного анализа. Используя комбинацию одной дифференцирующей и нескольких интегрирующих цепочек, можно сформировать полугауссиан, приближающийся по форме и ОШ к гауссиану, удобный для обработки аналогово-цифровым преобразователем. Условие, при котором <math>SNR</math> наибольшее, состоит в равенстве постоянных времени интегрирующей и дифференцирующей цепочек: <math>\tau_I = \tau_D = \tau_0</math></p>
Отработавшее ядерное топливо	Spent fuel	Ядерное топливо, извлеченное из реактора после облучения и не подлежащее дальнейшему использованию в этом реакторе. После выгрузки из реактора ОЯТ временно размещается в бассейне вы-

(ОЯТ)		держки для отвода тепла, затем поступает на хранение и переработку (извлечение компонентов ОЯТ для их дальнейшего использования)
Очень большой детектор	Very large detector	Гипотетический детектор, в котором все вторичные частицы и кванты, образовавшиеся при взаимодействии исследуемого гамма-излучения с веществом, не выходят за пределы чувствительной области детектора. Вследствие этого любые события взаимодействия вносят вклад в формирование пика полного поглощения, площадь которого пропорциональна поглощенной энергии гамма-квантов
Память многоканального анализатора	MCA memory	Электронная схема, предназначенная для запоминания дискретного спектра. Разрядность ячейки памяти, выделенной под канал, определяет максимально возможный отсчет в канале. Для многих задач с небольшой скоростью счета подходит $10^6$ отсчетов. Для измерения интенсивных пиков необходимы более емкие ячейки. Большинство автономных МКА имеют встроенные функции для проведения анализа (определение положения пиков, их ширины, проведение энергетической градуировки, определение полного числа импульсов в выбранном диапазоне, площадей пиков и др.)
Параллельный АЦП	Parallel ADC, flash ADC	Устройство для оцифровки аналогового сигнала с предусилителя. Основой параллельного АЦП являются аналоговые компараторы, одновременно сравнивающие напряжение входного сигнала с набором опорных значений, формируемых с помощью делителя. Если напряжение на входе компаратора превышает напряжение на

		<p>его инвертирующем входе, то на выходе компаратора формируется напряжение логической единицы. Код, получаемый на выходе линейки компараторов, состоит из нулей и единиц, но не является при этом двоичным. Для его приведения к двоичному виду используется специальная цифровая схема – преобразователь кодов (шифратор). <math>N</math>-разрядный параллельный АЦП состоит из <math>2^N</math> резисторов и <math>2^N - 1</math> компараторов. В настоящее время в составе цифровых блоков для обработки спектрометрической информации используются 15-разрядные АЦП со временем преобразования 20–100 нс</p>
<p>Парный спектрометр</p>	<p>Pair spectrometer</p>	<p>Принцип действия парного спектрометра (ПС) основан на регистрации событий, порожденных эффектом образования электронно-позитронных пар, т.е. ПС предназначен для измерений энергии квантов более 1,022 МэВ. Коллимированный пучок первичного гамма-излучения попадает на кристалл-анализатор, и два аннигиляционных кванта, образующиеся при взаимодействии гамма-излучения с детектором, с большой долей вероятности его покидают, но впоследствии могут быть зарегистрированы двумя управляющими кристаллами. Амплитудный анализ сигналов от кристалла-анализатора проводится только при наличии тройных совпадений. Каждой гамма-линии с энергией <math>E_\gamma</math> в приборном спектре соответствует пик с энергией <math>E_\gamma - 2m_e c^2</math> (пик двойной утечки). Размеры чувствительной области кристалла-анализатора (центрального детектора) выбираются достаточными для обеспечения требуемой</p>

		<p>эффективности регистрации. Как правило, этот детектор имеет цилиндрическую форму, и направление потока квантов совпадает с осью цилиндра. Поэтому определяющим размером в данном случае является высота цилиндра, а диаметр цилиндра выбирается таким, чтобы аннигиляционные гамма-кванты легко его покидали. В настоящее время ПС используется в основном в фундаментальных исследованиях</p>
<p>Период полураспада, <math>T_{1/2}</math></p>	<p>Half-life, <math>T_{1/2}</math></p>	<p>Время, за которое <i>активность</i> радионуклида снижается в два раза. Разделение нуклидов на короткоживущие и долгоживущие проводится исходя из конкретных условий (контекста) по значениям их периодов полураспада</p>
<p>Пик аннигиляционного излучения</p>	<p>Annihilation peak</p>	<p>Пик, соответствующий энергии 0,511 МэВ, образуется: 1) при аннигиляции позитронов, образованных в окружающей чувствительную область детектора материалах (например, в защите с большим <math>Z</math>), и попадании аннигиляционных гамма-квантов в детектор; 2) при измерении <math>\beta^+</math>-активных нуклидов, если образовавшиеся вследствие распада позитроны аннигилируют до попадания в детектор</p>
<p>Пик Брэгга</p>	<p>Bragg peak</p>	<p>См. <i>Кривая Брэгга</i></p>
<p>Пик двойного вылета</p>	<p>Double escape peak</p>	<p>См. <i>Пик двойной утечки</i></p>

Пик двойной утечки	Double escape peak	Пик в энергетическом спектре гамма-излучения, положение которого соответствует разности между энергией гамма-кванта (большей 1,022 МэВ) и энергией двух гамма-квантов, возникших при аннигиляции электронно-позитронной пары и покинувших чувствительную область детектора гамма-излучений без взаимодействия, равной 1,022 МэВ. Полуширина этого пика больше, чем ширина ППП той же энергии, из-за доплеровского уширения аннигиляционной линии 0,511 МэВ
Пик каскадного суммирования	True coincidence summing ( <i>TSC</i> ) peak	Ложный пик, возникающий при суммировании двух и более каскадных гамма-квантов, образующихся при распаде радионуклида и одновременно попадающих в детектор. В результате такого процесса интенсивность регистрируемых гамма-линий может как завышаться, так и занижаться. Так как вероятность одновременной регистрации каскадных квантов сильно зависит от квадрата телесного угла с центром в источнике, в пределах которого находится чувствительная область детектора, существенно снизить роль КС позволяет увеличение расстояния от источника до детектора. Поправки на каскадное суммирование можно также вычислить, используя методы математического моделирования распространения излучения от источника к детектору
Пик обратного рассеяния	Back scattering peak	При углах рассеяния, близких к $\pi$ , энергия рассеянного кванта слабо зависит от угла. Регистрируемые гамма-кванты, пройдя чувствительную область детектора без взаимодействия, могут испытать

		комптоновское рассеяние в окружающих материалах назад и вернуться в детектор. При энергиях падающих квантов более 500 кэВ энергия обратнo рассеянных квантов находится в диапазоне 170–255 кэВ. Соответствующий пик энергетического спектра ассиметричен и называется пиком обратного рассеяния
Пик одиночного вылета	Single escape peak	См. <i>Пик одиночной утечки</i>
Пик одиночной утечки	Single escape peak	Пик в энергетическом спектре гамма-излучения, положение которого соответствует разности между энергией гамма-кванта (большей, чем 1,022 МэВ) и энергией одного из двух гамма-квантов, равной 0,511 МэВ, возникших при аннигиляции электронно-позитронной пары, но покинувшего чувствительную область детектора без взаимодействия. Полуширина этого пика больше, чем ширина ППП той же энергии, из-за доплеровского уширения аннигиляционной линии 0,511 МэВ
Пик полного поглощения	Full energy peak, <i>FEP</i>	1. Пик в спектре, соответствующий энергии гамма-кванта $E_\gamma$ . Пик полного поглощения (ППП) формируется, главным образом, фотоэлектронами, образованными при фотоэффекте (фотоэлектрическом поглощении гамма-кванта). Характеристическое рентгеновское излучение (ХРИ), сопровождающее фотоэффект, и оже-электроны испускаются практически одновременно с покинувшими

		<p>атом фотоэлектронами. ХРИ также вызывает фотоэффект, поэтому электронам передается вся энергия исчезнувшего фотона (если часть ХРИ не покинет чувствительную область), а сигналы от них суммируются и формируют ППП. В ППП также вносят вклад электроны, образованные в результате фотоэлектрического поглощения однократно или многократно рассеянных вследствие эффекта Комптона гамма-квантов (комptonовской перекачки): эти сигналы суммируются с сигналами от рассеянных комptonовских электронов, полностью поглотившихся в чувствительной области детектора.</p> <p>Вклад в ППП вносит и эффект парообразования, если аннигиляционные гамма-кванты полностью поглощаются за счет фотоэффекта в веществе чувствительной области детектора. Суммарная энергия порожденных при этом фотоэлектронов в совокупности с энергией электрона, образованного в паре с позитроном, равна энергии первоначального кванта. Итак, ППП сформирован сигналами, полученными в результате трех основных механизмов взаимодействия гамма-излучения с веществом, а не только фотоэффекта. Поэтому нельзя отождествлять ППП с фотопиком.</p> <p>2. Пик в нейтронном спектре, регистрируемый детектором заряженных частиц по суммарной энергии продуктов, выделенной при экзоэнергетической ядерной реакции нейтрона с ядрами вещества детектора (<math>{}^3\text{He}</math>, <math>{}^6\text{Li}</math> и др). Сигнал детектора соответствует сумме</p>
--	--	--

		энергии нейтрона $E_n$ и энергии реакции $Q$ (например, $Q$ для $^3\text{He}$ равной 0,764 МэВ)
Пик случайного суммирования	Pile-up, random coincidence, random summing peak	Ложный пик, возникающий при случайном суммировании двух и более гамма-квантов, испускаемых источником излучений вследствие независимых физических процессов и возникающих в течение временного интервала меньшего, чем временное разрешение спектрометра
Пик утечки характеристического рентгеновского излучения	X-ray escape peak	Если характеристическое рентгеновское излучение (ХРИ) возникает в чувствительной области детектора недалеко от ее границы, оно с большой вероятностью может покинуть эту область. В этом случае возникает пик утечки ХРИ, аналогичный пику одиночного вылета, соответствующий энергии $E_\gamma - E_K$ ( $E_K$ – энергия связи электрона $K$ -оболочки с ядром): <i>germanium escape peak</i> – для германиевых детекторов, <i>iodine escape peak</i> – для детекторов NaI(Tl), где утечка возникает, главным образом, при взаимодействии гамма-квантов с атомами йода. Эти пики наблюдаются при использовании детекторов небольших размеров
Площадь пика	Peak area	Суммарное число импульсов измеренного пика, пропорциональное геометрической площади пика. Для определения чистой площади ( <i>net area</i> ), пропорциональной количеству частиц определенного энергетического интервала, испущенных исследуемым образцом, из

		общей площади пика ( <i>gross area</i> ) вычитают фоновые отсчеты ( <i>background</i> )
Поверхностно-барьерный ППД	Surface Barrier silicon Detector	Детектор, в котором <i>p-n</i> переход образуется при окислении протравленной поверхности основного материала кислородом. На образованный таким образом поверхностный <i>p</i> -слой напыляют тонкий слой металла, служащий электродом. Как и у всех ППД, ширина чувствительной области ( <i>p-n</i> перехода) зависит от напряжения смещения. Поверхностно-барьерные детекторы используют при комнатной температуре и применяются для спектрометрии осколков деления, альфа-частиц и протонов небольших энергий. Из-за малой толщины чувствительной области емкость таких ППД велика, а энергетическое разрешение не слишком высоко
Поглощенная энергия	–	Разность между полной энергией ионизирующего излучения, вошедшего в объем вещества, и полной энергией ионизирующего излучения, вышедшего из этого объема. В среде отсутствуют источники излучений
Подвижность носителей зарядов	Carrier mobility	Коэффициент пропорциональности между скоростью дрейфа носителей зарядов и приложенным внешним электрическим полем. Определяет способность электронов и дырок в металлах и полупроводниках реагировать на внешнее воздействие. Размерность подвижности: $\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ или $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . Фактически подвижность численно равна средней скорости носителей заряда при напряженности электрического поля в 1 В/м

<p>Подготовка образцов для измерения альфа-активных нуклидов</p>	<p>Sample preparation for measurement alpha-active nuclides</p>	<p>Для получения высокого энергетического разрешения при измерении альфа-спектров требуется изготовить образец (источник) «хорошего качества»: исследуемые нуклиды должны быть равномерно распределены в его тонком однородном слое с гладкой плоской поверхностью. Толщина источника должна быть существенно меньше пробега альфа-частиц в типичных конденсированных средах (<math>R \leq 100</math> мкм), а его диаметр не должен превышать диаметр детектора. Поэтому поверхностная плотность источника обычно не превышает <math>10 \text{ мг/см}^2</math>, а диаметр – 25 мм. Предварительная подготовка пробы выполняется с использованием механических и физико-химических процедур, включающих отделение анализата (исследуемых нуклидов) от компонентов матрицы и любых мешающих факторов. Затем готовят тонкие препараты для альфа-спектрометрии. В процессе подготовки пробы сушку, гомогенизацию, просеивание, деструкцию и предварительное концентрирование анализата выполняют перед химическим выделением анализируемого вещества. Радиохимическая обработка включает, помимо подготовки пробы и предварительного концентрирования нуклидов, химическое разделение элементов с использованием различных методов (осаждение, соосаждение, дистилляция, ионный обмен, жидкостная экстракция, экстракционная хроматография). Для изготовления препаратов используют методы вакуумной сублимации (испарение в вакууме, минуя жидкую фазу, и последующее осаждение вещества на подложку), электроосаждения (выделение фазы на поверх-</p>
--	---	---

		ности электрода в результате протекания электрохимического процесса), испарение (нанесение раствора на диск с последующим испарением жидкой фазы) и др. Тонкие равномерные пленки формируют на металлических подложках. Например, для изотопов U используют диски из Pt, для Pu – из нержавеющей стали, Pt, Ni
Поиск пика методом производных	Mariscotti's method	См. <i>Метод производных (метод Марискотти)</i>
Поиск пика с помощью регрессионной функции	Peak search using the correlation method	<p>Поиск пика проводится при расчете корреляции между экспериментальным спектром <math>y_i</math> и регрессионной функцией (<i>search function</i>) <math>g_i</math>, также называемой <i>функцией подобия, поисковым фильтром, фильтром-коррелятором</i>.</p> <p>Если спектр и функция подобны, сумма произведений их значений в точках <math>x_i</math>, равная <math>\sum_{i=1}^n g_i y_i</math>, будет наибольшей. Корреляция вычисляется при движении регрессионной функции слева направо: ищется функция взаимной корреляции в виде свертки функций <math>y_i</math> и <math>g_i</math> на интервале шириной <math>2m</math> с центром в точке <math>k</math>: <math>C_k = \sum_{i=k-m}^{k+m} g_{i-k} y_i</math>. В области пиков корреляция максимальна. Регрессионная функция наиболее часто выбирается в форме распределения Гаусса со стандартным отклонением, соответствующим энер-</p>

		<p>гетическому разрешению спектрометра на исследуемом участке спектра. В качестве регрессионной функции также используют ступенчатые, знакопеременные и другие функции</p>
<p>Поиск пика с помощью статистических алгоритмов</p>	<p>Peak searching using statistical algorithmes</p>	<p>Алгоритмы основаны на статистическом анализе отсчетов в каналах анализатора. Анализ позволяет: 1) выявить значимое отличие информативных отсчетов от фоновых; 2) сопоставить отсчеты в соседних каналах, проанализировав рост или снижение их количества в зависимости от того, с какой стороны от моды распределения пика проводится сравнение; 3) определить положение пика по разнице между суммой отсчетов спектра и фона; 4) вычесть из реально измеренного спектра этот же спектр, но предварительно сглаженный, и т.д.</p> <p>В <i>методе максимума</i> сопоставляются отсчеты в выбранном канале и в соседних с ним каналах. Считается, что в области с максимумом в <math>i</math>-м канале имеется пик с амплитудой <math>N(i)</math>, если слева и справа на расстоянии <math>p</math> каналов от него значения <math>N(i \pm p)</math> меньше на <math>k\sqrt{N(i)}</math>. Параметры <math>k</math> и <math>p</math> подбираются эмпирически.</p> <p>Поиск пика с использованием <i>функции отображения</i> основан на том, что при приближении слева к максимуму пика число отсчетов в следующих друг за другом каналах чаще всего будет удовлетворять условию <math>N(i) &gt; N(i-1)</math>. Определив первую и последнюю точки выполнения данного условия, можно найти местоположение вер-</p>

		<p>шины пика. Функция отображения <math>F = \begin{cases} 1, &amp; \text{если } N(i) &gt; N(i-1); \\ 0, &amp; \text{если } N(i) \leq N(i-1) \end{cases}</math> будет одинаковой для пиков определенной энергии с любой амплитудой.</p> <p>В методе <i>плавающего отрезка</i> сравнивается число отсчетов <math>S_1</math> и <math>S_2</math> над и под отрезком, соединяющим две точки спектра. Длина отрезка равна основанию одиночного пика со стандартной полушириной для энергии, соответствующей этому участку спектра. Считают, что пик имеется, если <math>S_1 &gt; q\sqrt{S_2}</math> при <math>q = 2-4</math>. Существуют и другие статистические методы, среди которых – статистическая подгонка, вычитание из измеренного пика его сглаженной формы и др.</p>
Полупроводниковый детектор (ППД)	Semiconductor detector	Детектор, чувствительная область которого представляет собой обедненный слой <i>p-n</i> перехода или обедненная носителями область собственной проводимости в <i>p-i-n</i> переходе, к которым приложено обратное напряжение смещения
Полуширина (ПШПВ)	Full width at half maximum, <i>FWHM</i>	Полная ширина пика на половине его высоты, выраженная в энергетических (например, в кэВ) или во временных (например, в мкс) единицах. В первом случае является характеристикой энергетического разрешения спектрометра, во втором – временного разрешения
Порог	Critical level,	См. <i>Критический уровень</i>

распознавания	$L_C$	
Постоянная времени $RC$ -цепочки	$RC$ time constant	<p>Временная характеристика простых электрических цепей (дифференцирующей или интегрирующей), в которых происходит изменение заряда конденсатора <math>C</math> при разряде через резистор <math>R</math>. Определяется из соотношения <math>\tau = RC</math>, и имеет размерность времени.</p> <p>См. также <i>Интегрирующая цепочка</i> и <i>Дифференцирующая цепочка</i></p>
Предел детектирования	Detection limit, $L_D$	<p>Если чистый сигнал (измеренный сигнал за вычетом фона) превышает предел детектирования (ПД), то обнаружение радионуклида можно гарантировать с вероятностью не ниже 0,95. ПД при среднем фоне <math>B</math> обычно определяют по формуле <math>L_D = 2,71 + 4,65\sqrt{B}</math>. Также используется формула <math>L_D = 3\sqrt{B}</math> или иные выражения</p>
Предел количественного определения, нижняя граница определяемых содержаний	Determination limit, limit of quantitation, $L_Q$	<p>Наименьшее количество вещества (активности) в пробе, которое определяется количественно с заданной неопределенностью данным прибором. При измерении сигнала с наперед заданной неопределенностью количество зарегистрированных полезных событий (импульсов) или площадь пика, содержащего <math>L_Q</math> импульсов, определяется из уравнения <math>L_Q = k_Q(L_Q + \sigma_0^2)</math>, где <math>k_Q</math> – величина, обратная значению заданной неопределенности (если неопределен-</p>

		ность составляет 10 %, то $k_Q = 1/0,1 = 10$ ), а $\sigma_Q$ – стандартное отклонение. С вероятностью 0,95 при заданной неопределенности 0,5 и среднем фоне $B$ величина $L_Q = 5,66\sqrt{B}$
Предусилитель	Preamplifier	<p>Электронный блок, предназначенный для интегрирования заряда выходного импульса, образуемого в детекторе при регистрации частицы или кванта, усиления слабого сигнала от детектора и его передачи на вход спектрометрического усилителя. Для минимизации случайных электромагнитных наводок и сохранения отношения сигнал-шум (<math>SNR</math>) предусилитель размещается как можно ближе к детектору, а его вход согласован по импедансу с характеристиками детектора.</p> <p>При условии передачи выходного сигнала предусилителя по <i>длинному кабелю</i> предусилитель должен иметь <i>малое выходное сопротивление</i>, т.е. являться генератором напряжения. Существуют предусилители, чувствительные по току, по напряжению и по заряду. Наибольшее распространение в спектрометрии <i>зарядочувствительный предусилитель</i></p>
Приборная форма линии	Instrument line shape	См. <i>Аппаратурная форма линии</i>
Природные радионуклиды	Natural radio-nuclides,	См. <i>Естественные радионуклиды</i>

	NORM (Naturally Occurring Radioactive materials)	
Пробег заряженных частиц	Range of charged particles	<p>Пробег заряженных частиц (ПЗЧ) в среде, <math>R</math> – полный путь, пройденный заряженной частицей с начальной энергией <math>E</math> от входа в среду до того, как ее скорость сравняется со скоростью теплового движения частицы.</p> <p>Для конкретной среды величина полных удельных потерь энергии <math>dE/dx</math> частицы с определенным зарядом и массой зависит только от ее кинетической энергии <math>\frac{dE}{dx} = \varphi(E)</math>. В приближении непрерывного замедления <math>R = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\varphi(E)}</math>. ПЗЧ измеряется либо в единицах длины, либо в <math>\text{г/см}^2</math>.</p> <p>Величина ПЗЧ обратно пропорциональна всем тем параметрам, которым удельные потери энергии прямо пропорциональны. Если пробег выражен в <math>\text{г/см}^2</math>, он не зависит от плотности вещества. Зависимость среднего пробега от энергии (величина среднего пробега соответствует толщине вещества, проходя которое число частиц снижается вдвое) не выражается в элементарных функциях. Для оценок используют эмпирические соотношения типа <math>R = aE^b</math>. Для</p>

		<p>альфа-частиц в воздухе (<math>P = 760</math> мм. рт. ст., <math>t = 15</math> °С) при <math>E &lt; 10</math> МэВ справедлива формула Гейгера <math>\bar{R}_\alpha = 0,318E\alpha^{3/2}</math>, где пробег выражен в сантиметрах, а энергия – в мегаэлектронвольтах. Для любого вещества с атомной массой <math>A</math> используют формулу Брэгга <math>R_\alpha = \frac{10^{-4}}{\rho} \cdot \sqrt{AE\alpha^3}</math>. Здесь пробег выражен в сантиметрах, а плотность среды – в г/см<sup>3</sup></p>
<p>Продлевающее мертвое время</p>	<p>Expended (paralyzied) dead time</p>	<p>Если после поступления сигнала вход устройства (усилителя) остается открытым, последующий сигнал может поступить с детектора до того, как предыдущий будет обработан. В этом случае произойдет наложение импульсов, приводящее к продлению мертвого времени (МВ). Величина МВ будет определяться интенсивностью поступающих сигналов, поэтому МВ в данном случае называется продлевающимся, <math>\tau_e</math>. Если интенсивность поступающих событий (импульсов) равна <math>N_0</math>, а зарегистрированных событий – <math>N</math>, то <math>N = N_0 e^{-N_0 \tau_e}</math>. При <math>N_0 \rightarrow 0</math> экспонента может быть аппроксимирована суммой <math>N = \frac{N_0}{e^{N_0 \tau_e}} = \frac{N_0}{1 + N_0 \tau_e}</math>, что совпадает с формулой для непродлевающегося МВ. Для нахождения <math>N_0</math> уравнение должно быть решено численно</p>

Продукты деления	Fission products	Осколки деления и продукты их ядерных превращений, растворенные в теплоносителе или присутствующие в нем в виде дисперсной фазы, а также прошедшие системы очистки и попавшие в воздух производственных и технологических помещений и в свободную атмосферу. К основным продуктам деления (ПД) относятся радиоактивные благородные газы (ксенон, криптон), изотопы йода, цезия, стронция и др. Радионуклидный состав, удельная и объемная активности некоторых ПД контролируются в обязательном порядке для обеспечения ядерной и радиационной безопасности объектов использования атомной энергии
Пропорциональный счетчик на основе $^3\text{He}$	$^3\text{He}$ -filled proportional counter	Детектор на основе смеси $^3\text{He}$ и тяжелого газа, работающий в режиме пропорционального усиления. Нежелательное влияние стеночного эффекта, упругого рассеяния на ядрах гелия в значительной степени устраняется учетом различий форм импульсов детектора от различных событий. Энергетическое разрешение такого детектора сильно уступает разрешению гелиевой ионизационной камеры
Пропускная способность спектрометра	Spectrometer throughput	В случае <i>продлевающегося мертвого времени</i> скорость счета $N$ будет наибольшей при входной загрузке детектора $N_0 = \frac{1}{\tau_e}$ , при этом часть от $N_0$ , которая анализируется и запоминается, равна

		<p><math>1/e = 0,37</math>. Максимальная скорость счета определяется пропускной способностью (ПС) спектрометрической системы (<i>throughput</i>), которой часто приходится жертвовать для достижения наилучшего энергетического разрешения. Наоборот, увеличение ПС и минимизация поправки на наложение импульсов достигается за счет потери в разрешении. Из-за того, что зависимость <math>N(N_0)</math> имеет максимум, мы не можем сказать, чему равно значение входной интенсивности: величина измеренной интенсивности <math>N_0</math> соответствует двум разным значениям входной интенсивности <math>N</math></p>
Радиационная длина	Radiation length	<p>При прохождении через вещество (<math>Z</math>) энергия быстрого электрона снижается в <math>e</math> раз на расстоянии порядка <math>x_{\text{рад}}</math>, называемом <i>радиационной длиной</i>. Ее величина</p> $x_{\text{рад}} = \left( 4\alpha r_e^2 Z^2 n_0 \ln \frac{1}{\alpha^3 \sqrt{Z}} \right)^{-1},$ <p>где <math>\alpha = e^2/\hbar c</math> – постоянная тонкой структуры (<math>1/\alpha \approx 137</math>), <math>r_e = e^2/m_e c^2</math> – классический радиус электрона, <math>n_0</math> – плотность атомов вещества</p>
Радиационная стойкость детектора	Radiation tolerance, radiation	<p>Сохранение паспортных характеристик детектора после его нахождения в поле интенсивного ионизирующего излучения, для измерения которого этот детектор не предназначен. При превыше-</p>

	stability	нии допустимых значений поглощенных доз, определяемых типом, материалом и другими характеристиками, энергетическое разрешение спектрометров ухудшается, форма пиков искажается, эффективность регистрации излучений падает
Радиационные потери энергии	Radiative (energy) losses	Заряд, движущийся с изменяющейся скоростью, излучает энергию пропорционально квадрату ускорения. Ускорение частицы с зарядом $ze$ и массой $m$ , пролетающей на расстоянии $b$ от ядра с зарядом $Ze$ , пропорционально произведению зарядов и обратно пропорционально массе частицы. Поэтому самые существенные радиационные потери в виде тормозного излучения наблюдаются при торможении легких частиц (электронов)
Радиационный ресурс	Radiation resource	Максимальная доза излучения, для измерения которого предназначен детектор. После воздействия дозы на детектор сохраняются его основные характеристики и параметры
Радиационный фон	Background radiation	Излучение, формируемое за счет: 1) радионуклидов, содержащихся в природных и техногенных объектах вблизи спектрометра; 2) радиоактивных изотопов, находящихся в материалах детектора излучений; 3) взаимодействия космического излучения с материалами детектора и объектами вблизи детектора. Фоновые отсчеты детектора являются случайными величинами, распределенными по закону Пуассона
Радиоактивные	Radioactive	Жидкие, твердые и газообразные радиоактивные продукты, об-

отходы (РАО)	wastes	разующиеся на всех стадиях ядерного топливного цикла и не предназначенные для дальнейшего использования. В зависимости от классов РАО, они подлежат различным способам обработки, хранения или окончательного захоронения
Радиоактивные продукты коррозии	Corrosion products	Металлические частицы, попадающие в теплоноситель с поверхностей оборудования технологического контура при смыве коррозионного слоя. Продукты коррозии (ПК), проходя зону нейтронного облучения, становятся радиоактивными вследствие ядерных реакций под действием нейтронов: $(n, \gamma)$ , $(n, p)$ и $(n, \alpha)$ . К основным ПК относятся соединения радионуклидов Fe, Mn, Co, Zn, Sr и др. ПК содержатся в теплоносителе первого контура и в радиоактивных аэрозолях, образующихся при работе ядерного реактора
Радионуклид	Radionuclide	Нуклид, ядра которого вследствие нестабильности испытывают радиоактивный распад
Разброс пробегов	Stragglng	При экспериментальном определении пробегов моноэнергетических частиц одного типа по пропусканию через образцы вещества различной толщины наблюдается разброс пробегов (РП) – явление, обусловленное не только статистическими флуктуациями потерь энергии, но и многократным рассеянием заряженных частиц в веществе. Распределение значений пробегов около среднего значения $R_{cp}$ хорошо аппроксимируется распределением Гаусса с парамет-

		<p>рами <math>R_{\text{cp}}</math>, <math>\overline{\Delta R^2} = \overline{(R - R_{\text{cp}})^2}</math>.</p> <p>Величина относительного РП, равная <math>\overline{(\Delta R^2)^{1/2}} / R_{\text{cp}}</math>, называется <i>стрэгглингом</i></p>
<p>Разрешение мультиплетов методом деконволюции</p>	<p>Deconvolution method for peak resolution</p>	<p>Использование термина «обратная свертка» (<i>deconvolution</i>) связано с тем, что функция отклика <math>K(x, s)</math> на участке спектра, содержащем мультиплет, зависит только от разности энергий, и уравнение <math>R_{\text{cp}} \int_a^b K(x, s)u(s)ds = f(x) + \varepsilon</math> превращается в уравнение типа свертки (<i>convolution</i>): <math>\int_a^b K(x-s)u(s)ds = f(x) + \varepsilon</math>, где <math>u(s)</math> – восстанавливаемый спектр; <math>f(x)</math> – измеренный спектр, <math>\varepsilon</math> – погрешность измерений. При использовании процедуры деконволюции количество искоемых пиков восстанавливаемого спектра является априорной информацией и задается пользователем.</p> <p>Каждый пик в составе мультиплета описывается тремя параметрами: 1) площадью пика; 2) его положением; 3) формой. Если известны любые два параметра, третий определяется из решения матричных уравнений. В данном случае знание формы тождественно знанию величины <i>FWHM</i> при условии, что пик описывается распределением Гаусса.</p> <p>Положение пика можно определить либо с помощью стандарт-</p>

		<p>ных процедур поиска, либо с использованием библиотечных данных нуклидов, в которых содержится информация о возможных пиках, образующих мультиплет в данном энергетическом диапазоне. Так как библиотека нуклидов формируется пользователем, то пик, не включенный в библиотеку, не будет идентифицирован. С другой стороны, небольшие пики, входящие в мультиплеты, или очень близко расположенные пики часто нельзя разделить.</p> <p>Располагая приемлемыми оценками формы пика и его положения, можно найти количество импульсов в <math>i</math>-канале (<math>C_i</math>) участка спектра с мультиплетом в виде <math>C_i = \sum_j a_j A_j g(i, \vec{s}_j) + B_i + R_i</math>, где суммирование осуществляется по всем <math>j</math>-компонентам мультиплета. В формуле: <math>a_j</math> – подгоночный коэффициент (относительная доля активности <math>j</math>-нуклида в мультиплете); <math>A_j</math> – площадь пика <math>j</math>-компонента, <math>g(i, \vec{s}_j)</math> – функция, аппроксимирующая <math>j</math>-пик, <math>\vec{s}_j</math> – вектор параметров этой функции (в случае, если функция – гауссиан, компонентами вектора служат мода пика и его стандартное отклонение); <math>B_i</math> – фоновый отсчет, <math>R_i</math> – погрешность измерения суммарного количества импульсов в <math>i</math>-канале. Как правило, фон под мультиплетом представляется полиномом степени <math>L</math> вида</p>
--	--	---

		$B_i = \sum_{l=1}^L b_l i^l.$ <p>Для решения системы уравнений классическая схема МНК не подходит, так как малейшее отклонение в исходных данных вследствие плохой обусловленности системы ведет к сильному различию в решениях. Существует несколько алгоритмов, реализующих итерационные процессы поиска минимума функционала: метод Скоффилда-Голда, алгоритм Ричардсона-Луси; модифицированный метод градиентного спуска и др.</p>
Разрешение мультиплетов методом очистки	Peak stripping	<p>Метод сводится к «очистке» пика от мешающего вклада другого пика. Дуплет, содержащий два пика нуклидов <math>A</math> и <math>B</math>, может быть разрешен следующим образом. Измерению пика радионуклида <math>A</math> мешает пик <math>B1</math>, принадлежащий нуклиду <math>B</math>. Если у этого нуклида также имеется пик <math>B2</math>, то, измерив чистый нуклид <math>B</math> в аналогичных условиях, можно определить величину <math>B1/B2</math>. После этого из мультиплета вычитается доля, внесенная нуклидом <math>B</math>, и определяется площадь пика, соответствующего нуклиду <math>A</math>.</p> <p>При вычитании двух случайных величин (<math>A</math> и <math>B1</math>) неопределенность разности равна сумме неопределенности каждого слагаемого. Если же из триплета вычесть таким образом два пика, точность результата будет еще ниже</p>
Распределение	Gauss	То же, что и <i>Нормальное распределение</i>

Гаусса	distribution	
Распределение Пуассона	Poisson distribution	<p>Случайная величина <math>X</math> распределена по закону Пуассона, если она принимает целочисленные значения <math>(0, 1, 2, \dots, m, \dots)</math> с вероятностями <math>P_m = \frac{a^m}{m!} e^{-a}</math>, где <math>a</math> – параметр распределения, <math>m = 0, 1, \dots</math>.</p> <p>Математическое ожидание и дисперсия пуассоновского распределения равны <math>a</math>. Распределение описывает число распадов радионуклида за время <math>t</math>, число пар носителей зарядов, образующихся при взаимодействии излучения с веществом, является предельным для биномиального распределения</p>
РЕМИКС-топливо	REMIX-fuel (REgenerated MIXture) of U-Pu-oxides fuel	<p>Ядерное топливо, содержащее смесь обогащенного урана с ураном и плутонием, извлеченным из отработавшего ядерного топлива (ОЯТ). В смесь из ОЯТ добавляют обогащенный U (20–40 %) до смеси следующего состава: примерно 4 % <math>^{235}\text{U}</math>, 1–2 % Pu и ~ 95 % остальных изотопов U, в основном <math>^{238}\text{U}</math>. Эта технология подразумевает повторное использование не только Pu, содержащегося в ОЯТ, но и остаточного количества <math>^{235}\text{U}</math>. В REMIX-топливе энергия выделяется в основном за счет деления ядер U, а его поведение в активной зоне близко к поведению уранового топлива</p>
Рентгеновское излучение	X-rays	<p>Фотонное излучение, диапазон длин волн (частот) которого находится между ультрафиолетовым и гамма-излучением, частично перекрываясь с их диапазонами. Рентгеновское излучение (РИ)</p>

		возникает при торможении электронов на мишени рентгеновской трубки (тормозное излучение с непрерывным спектром), при переходах электронов атомов и молекул с верхних энергетических уровней на вакантные места, образующиеся при освобождении электроном занимаемого нижнего уровня (характеристическое рентгеновское излучение, ХРИ, с линейчатым энергетическим спектром). Взаимодействует с веществом главным образом посредством фотоэлектрического поглощения, рэлеевского и комптоновского рассеяния
Световой выход сцинтиллятора	Light yield	Число испущенных сцинтиллятором оптических фотонов при поглощении частицы с энергией 1 МэВ. Световой выход (СВ) связан с числом электрон-дырочных пар, образующихся в кристалле при поглощении ионизирующего излучения, поэтому СВ обратно пропорционален ширине запрещенной зоны материала. Наибольшим СВ должны обладать диэлектрики с малой шириной запрещенной зоны или полупроводники. В настоящее время наибольший СВ наблюдается в кристаллах бромидов и йодидов
Сглаживание экспериментальных данных	Experimental data smoothing	Процедура сглаживания используется при разбросе экспериментальных данных, обусловленном, например, плохой статистикой. Используются различные методы сглаживания. Одним из наиболее эффективных является сглаживание с помощью кубических сплайнов – кубической функции, состоящей из суммы квадратов отклонений экспериментальных точек от ее значений и дополнительного

		члена, зависящего от параметра сглаживания. В предельных случаях сглаживающий сплайн совпадает либо с прямой линией, либо с интерполяционным сплайном
Сечение взаимодействия	Cross section	Величина, отражающая вероятность взаимодействия между излучением и мишенью (частица, система частиц). Различают <i>микроскопическое сечение взаимодействия</i> ( $CB$ ), $\sigma$ , равное среднему количеству частиц, приходящихся на одну мишень, которые испытали взаимодействие с веществом при его облучении единичным флюенсом частиц, и <i>макроскопическое <math>CB</math></i> , $\Sigma$ , равное вероятности взаимодействия излучения на единицу длины. Для гамма-излучения макроскопическое $CB$ равно линейному коэффициенту ослабления. $CB$ складывается из сечения рассеяния и сечения поглощения
Сместитель спектра	Wave length shifter, <i>WLS</i>	Вещество, добавляемое в жидкосцинтилляционный коктейль для смещения спектра испускания активатора в область, соответствующую наибольшей спектральной чувствительности фотоэлектронного умножителя (так, для измерения активности органических веществ, растворимых в толуоле, добавляют РОРОР). Острая необходимость применения сместителя спектра (СС) отпадает, если в ЖС-спектрометре используются современные ФЭУ с примерно одинаковой чувствительностью по отношению к фотонам с различными длинами волн. Применение СС полезно при измерении растворов, содержащих высокие концентрации гасителей сцинтилляций, так

		как при этом снижается вероятность повторного поглощения активатором, т.е. возрастает прозрачность ЖС к собственному излучению
Смешанный спектр	Mix spectrum	Суперпозиция линейчатого и непрерывного спектров. Например, энергетическое распределение некоторых бета-излучателей состоит из линейчатого спектра конверсионных электронов, наложенного на непрерывный бета-спектр
Смещение	Bias	<i>См. Напряжение смещения</i>
Собственная эффективность детектора	Intrinsic detector efficiency	<i>См. Внутренняя эффективность детектора</i>
Сопrotивление нагрузки	Load resistance	Суммарное электрическое сопротивление всех блоков и устройств, расположенных после детектора излучений
Спектрометр	Spectrometer	Экспериментальная установка для определения энергетических спектров источников ионизирующих излучений, необходимых для идентификации радионуклидов и их активности, основанной на однозначной связи между поглощенной энергией излучения и откликом детектора. Спектрометр состоит из детектора излучений, электронного тракта для усиления и формирования электрических сигналов и блоков классификации, накопления и обработки информации в удобном для дальнейшего использования виде

Спектрометр антисовпадений	Anticoincidence spectrometer, Compton suppression spectrometer, anti-Compton spectrometer	Спектрометр гамма-излучения, состоящий из центрального кристалла-анализатора небольшого размера и высокоэффективного охранного сцинтиллятора (неорганического, жидкого или пластического), окружающего кристалл-анализатор. Импульсы, образующиеся в кристалле-анализаторе при поглощении гамма-квантов, формируют аппаратный спектр. Из-за небольшого размера этого детектора рассеянные вследствие эффекта Комптона гамма-кванты могут выйти из детектора, но с большой вероятностью поглощаются охранным сцинтиллятором. Импульсы с обоих детекторов поступают на схему антисовпадений: импульсы, пришедшие одновременно с двух детекторов, не учитываются. В современных спектрометрах данного типа (центральный кристалл – ППД) удастся снизить комптоновский фон в 30–60 раз
Спектрометр нейтронов на основе ионизационной камеры с ${}^3\text{He}$	${}^3\text{He}$ gridded ionization chamber spectrometer	Ионизационная камера (ИК) с сеткой, заполненная ${}^3\text{He}$ с добавлением $\text{Ar}$ и $\text{CH}_4$ (парциальные давления 3,6 и 0,5 атм соответственно). При взаимодействии нейтрона энергии $E_n$ с ядрами гелия максимальная энергия ядра отдачи составит $0,75 E_n$ . Энергия теплового пика реакции равна 0,764 кэВ. При регистрации моноэнергетических нейтронов с $E_n > 1$ МэВ пик в экспериментальном спектре наблюдается правее 0,764 кэВ. Энергия таких нейтронов пропорциональна разности между центроидами этого пика и теплового пика реакции. Сложность обработки спектра обусловлена попаданием в измеренный спектр импульсов от сопутствующих событий: стеноч-

		ного эффекта, упругого рассеяния нейтронов на ядрах гелия, протонов, пороговых реакций на ядрах гелия. Спектр нейтронов восстанавливают по экспериментальным данным. ИК, заполненные $^3\text{He}$ , используются для измерений энергий до 10 МэВ. <i>FWHM</i> пика полного поглощения составляет 12–20 кэВ в диапазоне энергий доли электронвольт – 1 МэВ
Спектрометрический усилитель	Linear pulse-shaping amplifier	<p>Электронный блок, к функциям которого относят: 1) усиление сигнала, поступающего с выхода предусилителя; 2) формирование сигнала для его дальнейшей обработки. В обоих случаях должна всегда сохраняться содержательная информация, получаемая от детектора, а отношение сигнал-шум (SNR) должно быть максимально возможным.</p> <p>Спектрометрический усилитель должен усиливать входной импульс напряжения до уровня 10–12 В по амплитуде, прямо пропорциональной величине амплитуды входного импульса. Коэффициент усиления, регулируемый в диапазоне от 1 почти до <math>10^4</math>, должен быть стабилен во всем <i>динамическом диапазоне</i>.</p> <p>Формирование выходного импульса аналогового усилителя в настоящее время в основном осуществляется двумя методами: с использованием линии задержки и с помощью <i>CR</i>- и <i>RC</i>-цепочек (дифференцирующих и интегрирующих)</p>
Спектрометрия альфа-	Alpha-spectroscopy,	См. <i>Альфа-спектрометрия</i>

излучения	alpha-spectrometry	
Спектрометрия ионизирующих излучений	Spectrometry of ionizing radiation	Раздел экспериментальной ядерной физики, в котором изучаются методы исследования <i>энергетических спектров</i> ядерных излучений. В ядерных технологиях в основном используются методы гамма-спектрометрии, альфа-спектрометрии, бета-спектрометрии, спектрометрии нейтронов. Энергия излучений, характерная для изотопных источников бета- и гамма-излучения, находится здесь в пределах от десятков килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт (на ускорителях энергии могут достигать существенно больших значений); 4–9 МэВ (для альфа-излучения), доли электронвольт – до 20 МэВ (для нейтронов), поэтому используемые в ядерных <i>технологиях</i> методы СИИ должны быть эффективны в указанных энергетических диапазонах
Спектрометрия нейтронов	Neutron spectrometry	Совокупность методов исследования энергетических распределений нейтронов. Знание энергии нейтронов необходимо: 1) при калибровке нейтронных детекторов; 2) для дозиметрического контроля на рабочих местах, где существуют нейтронные поля; 3) вблизи активной зоны реакторов для контроля целостности оболочек; 4) на термоядерных установках (диагностика плазмы, бридинг нейтронов вblankете). Так как нейтроны не имеют заряда, их регистрация основана на косвенных методах и возможна, если при взаимодействии с чувствительной областью детектора или радиато-

		<p>ра нейтроны инициируют образование одной или нескольких заряженных частиц. Электрические сигналы, вызываемые <i>заряженными частицами</i>, обрабатываются детектирующей системой.</p> <p>К механизмам, имеющим непосредственное отношение к спектрометрии нейтронов (СН), относятся: 1) рассеяние нейтрона на ядре (методы СН, основанные на рассеянии, эффективны при рассеянии нейтронов на легких ядрах: водорода гелия и др.); 2) ядерные реакции, продукты которых (протоны, альфа-частицы, гамма-кванты, осколки деления) могут быть зарегистрированы каким-либо детектором. Используемые в СН методы подразделяются на:</p> <ol style="list-style-type: none"> <li>1. Методы, в которых измеряют энергию ядра отдачи, полученную им при рассеянии нейтрона;</li> <li>2. Методы, основанные на измерениях энергии заряженных частиц, высвобождаемых в ядерных реакциях с участием нейтрона;</li> <li>3. Методы, в которых измеряется скорость нейтрона;</li> <li>4. Пороговые методы, в которых индикатором события выступает факт появления продуктов пороговых ядерных реакций;</li> <li>5. Методы, в которых энергетическое распределение определяется по показаниям нескольких детекторов с различными функциями отклика;</li> <li>6. Методы, основанные на дифракции нейтронов;</li> <li>7. Методы, основанные на измерении замедления быстрых нейтронов в среде</li> </ol>
--	--	---

<p>Спектрометрия нейтронов методами ядер отдачи</p>	<p>Spectrometry of recoil nuclei</p>	<p>Измерение энергии <math>E_A</math> ядер отдачи (ЯО), рассеянных при взаимодействии с нейтронами, возможно любым методом, используемым при спектрометрии заряженных частиц. Энергия нейтронов (<math>E_n</math>) определяется из уравнения <math>E_A = \frac{4A}{(A+1)^2} E_n \cos^2 \theta</math>, где <math>A</math> – масса ядра отдачи, <math>\theta</math> – угол разлета нейтрона и ядра. Энергия ЯО максимальна при <math>A = 1</math> (ЯО – ядра водорода). Выполняют измерение энергий либо всех ЯО, либо ЯО, регистрируемых под определенным углом, предпочтительней <math>\theta = 0</math> (так называемый телескоп). В первом случае функция отклика спектрометра непрерывна в широком энергетическом диапазоне, а в случае использования телескопа имеет более узкую форму.</p> <p>Водородом можно заполнять ионизационные камеры, пропорциональные счетчики. Для регистрации нейтронов используют также водородсодержащие сложные вещества: полиэтилен, органические сцинтилляторы. При регистрации ЯО в заданном направлении их образование возможно не в детекторе, а в водородсодержащем радиаторе.</p> <p>Метод ЯО характеризуется высоким энергетическим разрешением, позволяет измерять область энергетического спектра нейтронов (от 50 кэВ до 20 МэВ), которые формируют значительную часть дозы. При восстановлении нейтронных спектров по измеренным энергиям ЯО часто необходимо объединять данные, полученные с</p>
---	--------------------------------------	--

		помощью нескольких детекторов
Спектрометрия нейтронов с использованием ядерных реакций	Methods of spectrometry using nuclear reaction products	<p>Экзоэнергетические реакции типа <math>A(n, b)B</math> с образованием заряженных частиц можно использовать для определения энергии нейтронов по энергии вторичных частиц. Если реакция происходит под действием медленного нейтрона, кинетической энергией которого можно пренебречь, то суммарная энергия продуктов реакции примерно равна энергии реакции <math>Q</math>. В этом случае амплитуда регистрируемого сигнала пропорциональна <math>Q</math>. Если же реакция происходит под действием быстрого нейтрона с энергией <math>E</math>, то его энергия добавляется к энергии <math>Q</math>, и амплитуда сигнала пропорциональна <math>Q + E</math>. Разность амплитуд сигналов от реакций, вызванных медленными и быстрыми нейтронами, пропорциональна энергии последних. Рабочее вещество для детектора выбирают из следующих условий:</p> <p>1) на ядре вещества должна идти только одна экзоэнергетическая реакция; 2) сечение реакции должно быть достаточно большим в широком диапазоне энергий нейтронов (до нескольких мегаэлектронвольт), и его зависимость от энергии должна быть как можно проще. Лучше всего это условие выполняется в области легких ядер; 3) для получения более высокого энергетического разрешения энергия реакции не должна быть слишком большой (отношение амплитуд сигналов от нейтронов с энергиями <math>E_1</math> и <math>E_2</math> равно <math>(Q + E_1)/(Q + E_2)</math>, поэтому при <math>Q \rightarrow \infty</math> оно стремится к единице).</p>

		<p>При очень малых <math>Q</math> небольшие сигналы от нейтронов низких энергий трудно регистрировать; 4) рабочее вещество вводится в газ ИК либо в состав сцинтиллятора.</p> <p>Всем указанным требованиям удовлетворяет ограниченное число изотопов, среди которых – <math>^3\text{He}</math>, <math>^6\text{Li}</math>, <math>^{10}\text{B}</math>. Используются реакции <math>^3\text{He}(n, p)\text{T}</math> (<math>Q = 764</math> кэВ), <math>^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}</math> (<math>Q = 4,78</math> МэВ), <math>^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}</math> (<math>Q = 2,79</math> МэВ)</p>
Среднее значение случайной величины $x$	Mean, average, expectation, $M(x)$	<p>Числовая характеристика распределения <math>p(x)</math> дискретной или непрерывной случайной величины <math>x</math>, равная <math>M(x) = \sum xp(x)</math> или <math>\int_{-\infty}^{\infty} xp(x)dx</math> соответственно. Называется также <i>математическим ожиданием</i> случайной величины. Среднее значение равно начальному моменту распределения первого порядка</p>
Средняя длина свободного пробега фотона	Mean free path of photon	<p>В отличие от альфа- и бета-частиц фотоны не имеют определенного пробега или тормозного пути в веществе. Величина, обратная линейному коэффициенту ослабления (<math>1/\mu</math>), имеет размерность длины и называется <i>средней длиной свободного пробега</i>, равной среднему расстоянию, которое проходит фотон (гамма-квант) между взаимодействиями. Гамма-квант с ненулевой вероятностью может пройти любой слой вещества без взаимодействия</p>
Средняя энер-	Average energy	<p>Величина <math>\epsilon</math>, определяющая среднее число носителей зарядов <math>n</math>,</p>

гия образования носителей зарядов	needed to create electron-ion or electron-hole pair	образующихся при поглощении в чувствительной области детектора частиц и фотонов с энергией $E$ : $n = E/\varepsilon$ . Наименьшими величинами $\varepsilon$ обладают полупроводниковые материалы (3–5 эВ), у газов, используемых в ионизационных камерах значения $\varepsilon$ на порядок больше (20–30 эВ). Аналогом величины $\varepsilon$ в сцинтилляторах является <i>удельный световыход</i>
Стабилизатор спектра	Spectrum stabilizer	Стабилизатор спектра (СС) фиксирует положение пика при настройке усиления или уровня постоянного тока. Спектрометрические СС, используемые вместе с Ge и Si детекторами – это цифровые схемы, соединенные с АЦП. СС рассматривает адрес каждого события, генерируемого АЦП и сохраняет число отсчетов в двух узких окнах на каждой стороне пика. При отклонении от среднего числа отсчетов корректируется коэффициент усиления АЦП и нулевой уровень – регулировка фиксирует позицию выбранного стабилизационного пика. При стабилизации часто используют два независимых пика в начале и конце шкалы, соответствующих низким и высоким энергиям. СС сцинтилляционных спектрометров подобны цифровым стабилизаторам, работающим с ППД, но связаны не с АЦП, а со спектрометрическим усилителем
Стандарт КАМАК	CAMAC (Computer Automated Measurement	Стандартизованная модульная аппаратура и система цифрового интерфейса. Стандарт КАМАК разработан позже, чем НИМ, и отличается от последнего характеристиками линейных и логических импульсов, передающихся от модуля к модулю, и габаритными

	and Control)	размерами
Стандарт НИМ	<i>NIM</i> (Nuclear Instrumentation Modules)	<p>Система стандартизованной модульной аппаратуры. Модули размещены в каркасе <i>bin</i> (<i>NIM-bin</i>). Питающий модуль, также установленный в каркасе, снабжает остальные блоки необходимым напряжением постоянного тока. Стандарт <i>NIM</i> принят в 1964 г. Другие источники напряжения смещения совместимы с каркасами <i>NIM</i>, но получают энергию от обычного источника переменного тока. Источники напряжения смещения с высокими значениями тока, используемые для питания цепей ФЭУ, часто устанавливают в стандартных каркасах высотой 44,45 см (8,75") и минимальной шириной 3,43 см (1,35") или кратных значениям ширины (<math>\times 2</math>, <math>\times 3 \dots</math>). В стандартный каркас <i>NIM</i> можно разместить до 12 модулей минимальной ширины.</p> <p>Для генерации требуемого напряжения в <i>NIM</i>-источниках напряжения смещения часто используют электронный ключевой преобразователь, создающий высокочастотную помеху, нарушающую работу предусилителя и ухудшающую качество спектра</p>
Стрэгглинг	Stragglng	См. <i>Разброс пробегов</i>
Сферы Боннера	Bonner sphere system ( <i>BSS</i> )	Прототип мультисферной системы для нейтронной спектрометрии (Bonner, 1960) состоял из пяти полиэтиленовых сфер с диаметрами от 2 до 12 дюймов, в центре которых размещены небольшие детекторы тепловых нейтронов (цилиндрический сцинтиллятор)

		<p><math>{}^6\text{LiI}(\text{Eu})</math> 4×4 мм. Функции отклика каждой сферы различны, и процедура восстановления спектра сводится к решению системы интегральных уравнений Фредгольма. С помощью <i>BSS</i> можно определять спектры нейтронов в широком энергетическом диапазоне, но с невысоким энергетическим разрешением. <i>BSS</i> широко используются в методах радиационной безопасности. Эволюция <i>BSS</i> привела к использованию единственного блока замедлителя, содержащего либо несколько протяженных позиционно-чувствительных, либо несколько небольших детекторов тепловых нейтронов, размещенных в разных частях замедлителя. Все измерения производятся одновременно, без перерыва на изменение геометрии. Метод <i>BSS</i> характеризуется простой, но длительной процедурой измерения, отсутствием зависимости функции отклика детекторов от угла прилета нейтронов и возможностью отсеки мешающих излучений</p>
Схема антисовпадений	Anticoincidence circuit	<p>Электронная схема с двумя входами и одним выходом. Выходной сигнал блокируется, если на оба входа в течение заданного временного интервала поступают сигналы</p>
Схема полюс-нуль	Pole zero cancellation	<p>Электронная схема, содержащая переменный резистор, устраняющая отрицательный выброс напряжения, который образуется при прохождении сигнала с длинным экспоненциальным «хвостом» от предусилителя через <i>CR</i>-цепочку. При средних и высоких нагрузках детекторов заметная часть импульсов без использования схемы полюс-нуль (СПН) накладывается на «хвосты» предшествующих им-</p>

		<p>пульсов, что вызывает случайное уменьшение их амплитуды и, соответственно, ухудшение энергетического разрешения. Название обусловлено использованием преобразования Лапласа для расчета СПН, которое указывает, что для ликвидации отрицательного выброса необходимо посредством подбора переменного сопротивления сократить числитель и знаменатель передаточной функции, содержащие ее нуль и полюс. СПН предложена в 1967 г.</p>
<p>Схема совпадений</p>	<p>Coincidence circuit</p>	<p>Электронная схема с двумя входами и одним выходом. Выходной сигнал появляется лишь в случае, когда на оба входа в течение заданного временного интервала поступают сигналы</p>
<p>Сцинтиллятор</p>	<p>Scintillator</p>	<p>Вещество, испускающее под действием заряженных частиц фотоны в видимой или ультрафиолетовой частях спектра. Взаимодействие гамма-излучения с веществом сцинтиллятора приводит к появлению электронов отдачи в чувствительной области детектора, которые инициируют свечение сцинтиллятора. В результате взаимодействия нейтронов с веществом сцинтиллятора образуются ядра отдачи (например, протоны) или продукты ядерной реакции (альфа-частицы, протоны, тритоны и др.), передающие электронам свою энергию при ионизационном торможении. Корпускулярное излучение (<math>\alpha</math>- и <math>\beta</math>-частицы) при торможении в среде также передает энергию электронам. По агрегатному состоянию сцинтилляторы подразделяются на газовые, жидкие и твердые, по химическому составу – на органические и неорганические</p>

Сцинтилляторы для гамма-спектрометрии	Scintillators used in gamma-spectrometry	Для использования в гамма-спектрометрах сцинтиллятор должен эффективно поглощать гамма-излучение, т.е. иметь большие плотность и эффективный атомный номер для максимального вклада фотоэффекта в суммарное взаимодействие фотона с веществом. Поэтому широко используются неорганические кристаллы, среди которых наиболее известным сцинтиллятором является NaI(Tl). К неорганическим сцинтилляторам для гамма-излучения относятся также BGO, LaBr <sub>3</sub> (Ce), LYSO, YAP и др.
Сцинтилляторы для регистрации нейтронов	Scintillators for neutron spectrometry	Сцинтилляторы, содержащие ядра, взаимодействие нейтронов с которыми позволяет найти энергетический спектр нейтронов. Одни представляют собой органические вещества, содержащие водород (антрацен, стильбен, паратерфинил, нафталин), в том числе жидкие сцинтилляторы (NE213, BC-521, EJ-335). Другие – это неорганические вещества, содержащие химические элементы, используемые для идентификации нейтронов по продуктам ядерных реакций (LiI, активированный различными добавками). К последним, в частности, относятся литиевые стекла NE902,905,908,912. В качестве газовых сцинтилляторов используют <sup>3</sup> He с добавками, увеличивающими световыход
Сцинтилляторы неорганические для альфа-спектрометрии	Inorganic scintillators for alpha-spectrometry	Наиболее известный неорганический сцинтиллятор, используемый для α-спектрометрии – ZnS (Ag), у которого световой выход больше, чем у NaI(Tl) в три раза, низкий уровень фона (0,3 имп/ч) и возможность измерений в присутствии фона гамма-излучения. К

		его недостаткам относятся невозможность выращивать кристаллы больших размеров (ZnS применяют в виде мелкодисперсного порошка, наносимого на стеклянную подложку) и частичное поглощение светового потока сцинтилляции по пути к фотокатоду ФЭУ, вследствие чего энергетическое разрешение хуже, чем у NaI(Tl). Для альфа- спектрометрии также положительно зарекомендовал себя неорганический сцинтиллятор GPS ( $Gd_2Si_2O_7$ )
Сцинтилляционный детектор	Scintillation detector	<p>Детектор, состоящий из сцинтиллятора, сопряженного с фотоэлектронным умножителем. Используется для регистрации всех видов излучений, характерных для ядерных технологий. При взаимодействии излучения с веществом сцинтиллятора образуются носители зарядов обоих знаков, количество которых однозначно связано с энергией поглощенного излучения. Быстродействие детектора определяется временем высвечивания сцинтиллятора после взаимодействия заряженной частицы со сцинтилляционным кристаллом (неорганический сцинтиллятор) или с молекулой органического сцинтиллятора.</p> <p>Упрощенная схема появления отклика сцинтилляционного детектора при регистрации излучения выглядит следующим образом:</p> <ol style="list-style-type: none"> <li>1. Энергия излучения вследствие взаимодействия с веществом сцинтиллятора передается первичным электронам;</li> <li>2. Поглощение энергии электрона или ее части ведет к возбуждению центров свечения, снимаемому испусканием фотонов види-</li> </ol>

		<p>мого или ультрафиолетового энергетических диапазонов, обычно 300–700 нм;</p> <ol style="list-style-type: none"> <li>3. Фотоны, испущенные сцинтиллятором, достигают фотокатода ФЭУ;</li> <li>4. На фотокатоде энергия фотона конвертируется в электроны, покидающие фотокатод;</li> <li>5. Умножение количества фотоэлектронов осуществляется при последовательном прохождении динодов ФЭУ;</li> <li>6. На аноде ФЭУ формируется импульс тока.</li> </ol> <p>В спектрометрическом сцинтилляторе возникают фотоны, число которых должно быть велико и однозначно связано с величиной поглощенной энергии излучения. Кроме того, сцинтиллятор должен:</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>быть прозрачным для испускаемых фотонов;</li> <li>иметь небольшое время высвечивания для обеспечения высокой скорости счета;</li> <li>иметь показатель преломления близким к показателю преломления используемого в фотоэлектронном умножителе (ФЭУ) стекла (примерно 1,5) для исключения потерь в местах соединения сцинтиллятора с входным окном ФЭУ</li> </ul>
Сэндвич-спектрометр	Sandwich neutron	<p>Детектирующая система, состоящая из двух детекторов (обычно – полупроводниковых) и материала между ними, содержащего</p>

нейтронов	spectrometer	<p>ядра взаимодействующих с нейтронами элементов (<math>^3\text{He}</math>, <math>^6\text{Li}</math>), известна с 60-х гг. XX в. Между детекторами размещен тонкий слой фторида лития или другого литийсодержащего материала (порядка <math>200 \text{ мкг/см}^2</math>) на тонкой подложке, либо объем с гелием. При взаимодействии нейтрона с ядрами продукты реакции, суммарная энергия которых равна <math>Q + E_n</math> (<math>Q</math> – энергия реакции, <math>E_n</math> – энергия нейтрона), разлетаются в разных направлениях (в частности, при регистрации низкоэнергетического нейтрона – под углом <math>180^\circ</math>, а быстрого нейтрона – под некоторым углом, зависящим от энергии нейтрона). Образующиеся тритон с альфа-частицей (в случае лития) или протон с тритоном (в случае гелия) попадают в ППД, и после срабатывания схемы совпадений измеряется сумма энергии, поглощенной в каждом из ППД частиц. Вычитая из этой суммы величину <math>Q</math>, определяют <math>E_n</math>. Помимо ППД, используют и другие детекторы заряженных частиц. Сэндвич-спектрометр нейтронов используют в энергетическом диапазоне до 10–15 МэВ, а его эффективность обычно не превышает нескольких процентов</p>
-----------	--------------	--

Темновой ток	Dark current, leakage current, background current	Электрический ток, протекающий через детектор под действием приложенного напряжения в отсутствие поглощенного излучения. В ППД причиной темнового тока (ТТ) является попадание носителей заряда в зону проводимости вследствие тепловых флуктуаций. При снижении температуры ТТ детекторов излучений снижается. В ФЭУ источниками ТТ являются термоэмиссия электронов из фотокатода, утечка тока между динодами, а также случайные излучения
Ток утечки	Dark current, leakage current, background current	См. <i>Темновой ток</i>
Тормозная способность линейная	Linear stopping power	См. <i>Линейная тормозная способность</i>
Тормозная способность массовая	Mass stopping power	См. <i>Массовая тормозная способность</i>
Тормозное излучение	Bremsstrahlung	Излучение, возникающее при торможении заряженных частиц в электромагнитном поле ядер и атомов среды. Энергия, излучаемая движущейся частицей, пропорциональна квадрату ее заряда и ускорения. Так как ускорение частицы обратно пропорционально ее

		<p>массе, наиболее интенсивное тормозное излучение (ТИ) возникает при торможении быстрых электронов. Энергетический спектр ТИ непрерывный, с верхней границей, равной начальной энергии электрона. При кинетических энергиях электрона много больше их энергии покоя (<math>E \gg mc^2</math>) ТИ электронов направлено в сторону их движения и концентрируется в пределах конуса с угловым раствором <math>\theta</math> (радиан) = <math>mc^2/E</math>. На этом явлении основано получение интенсивных пучков высокоэнергичных (до сотен мегаэлектронвольт) <math>\gamma</math>-квантов на электронных ускорителях</p>
Трапецевидная фильтрация импульса	Trapezoidal filter output	<p>Алгоритм оцифровки импульса с предусилителя, в результате применения которого формируется импульс (зависимость напряжения от времени) в форме трапеции с характерными временами: <math>\Delta t_L</math> – время достижения амплитуды импульса (<i>peaking time</i>); <math>\Delta t_G</math> – плоская вершина (<i>flat top</i>); <math>\Delta t_F</math> – время спада импульса (<i>fall time</i>). Ширина импульса равна <math>2\Delta t_L + \Delta t_G</math>. Изменяющиеся параметры <math>\Delta t_L</math> и <math>\Delta t_G</math> используются для управления формой импульса подобно тому, как постоянная времени используется для формирования аналогового импульса (полугауссиана).</p> <p>В современных цифровых спектрометрических системах цифровой процессор оптимизирует энергетическое разрешение и пропускную способность с помощью изменения размеров трапеции, а также при помощи восстановителей базового уровня, компенсации</p>

		полюса нулем, корректировки баллистической ошибки и режектора наложений
Тушение сцинтилляций	Quenching	См. <i>Гашение сцинтилляций</i>
Удельная ионизация	Specific ionization	Число пар носителей зарядов (ионов, электронно-дырочных пар), образующихся как при взаимодействии заряженной частицы с атомами среды (первичная удельная ионизация, УИ), так и с учетом вторичной ионизации дельта-электронами (полная УИ) на единице длины ее пути. При первичной ионизации число пар носителей описывается распределением Пуассона. Полная УИ пропорциональна ионизационным потерям энергии частицы
Усилитель	Amplifier	Устройство (электронная схема) для усиления электрических сигналов (в том числе импульсных). См. <i>Спектрометрический усилитель</i>
Фактор Фано	Fano factor	Отношение дисперсии случайного процесса к математическому ожиданию на заданном временном интервале $W$ : $F = \frac{\sigma_W^2}{\mu_W}$ . Для пуассоновского случайного процесса $F = 1$ , так как у него математическое ожидание совпадает с дисперсией. При анализе процессов в детекторах ионизирующих излучений предполагается, что число носителей зарядов распределено по закону Пуассона. Тем не менее,

		<p>полуширина энергетического пика, измеренного полупроводниковыми детекторами (ППД), меньше, чем ее оцененное значение на основе распределения Пуассона. Это означает, что события энергетических потерь излучения в ППД не являются независимыми.</p> <p>Причина такого расхождения состоит в том, что часть энергии, поглощенная полупроводником, идет на возбуждение фононов, которое трансформируется в тепловую энергию. С учетом фактора Фано полуширину определяют по формуле <math>FWHM(keV) \approx 0,128\sqrt{FE(keV)}</math>. Величина <math>F</math> для Ag равна примерно 0,2, для полупроводниковых материалов – от 0,08 до 0,13. Для сцинтилляторов <math>F = 1</math></p>
Флэш-АЦП	Parallel ADC, flash ADC	См. <i>Параллельный АЦП</i>
Форма пика альфа-излучения	Alpha-peak shape	<p>Функция отклика «идеального» полупроводникового, ионизационного или сцинтилляционного детектора альфа-излучений (в случае, если энергия частиц не теряется в самом источнике, по пути от источника к детектору и в мертвом слое детектора) представляет собой распределение Гаусса. Перечисленные факторы, снижающие «идеальность» пика, приводят к искажению его формы: возникновению асимметрии, уширению (увеличению <math>FWHM</math>), появлению «хвостов» с низкоэнергетической стороны. Энергетические спектры, измеренные детекторами различных типов, отличаются по</p>

		<p>форме. Альфа-спектры описывают с помощью суперпозиции нескольких функций: как правило, это распределение Гаусса и экспоненциальные функции. Аппроксимирующая энергетический пик функция зависит от параметров, определяющих ее форму, положение и площадь пика</p>
Фотопик	Photopeak	<p>Фотопик формируется фотоэлектронами, образованными при фотоэлектрическом поглощении рентгеновского или гамма-кванта. Сопутствующие фотоэффекту характеристическое рентгеновское излучение (ХРИ) и оже-электроны испускаются практически одновременно, в течение примерно <math>10^{-15}</math> с, с покинувшими атом фотоэлектронами. ХРИ также вызывает фотоэффект, поэтому электронам передается вся энергия исчезнувшего кванта. Суммарный сигнал формирует фотопик</p>
Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ)	<i>PMT</i> , photomultiplier tube	<p>Электровакuumный прибор, состоящий из светочувствительного слоя (фотокаатода), электронно-оптической системы ввода (модулятор, фокусирующий электрод), диодной системы умножения электронов и собирающего электроны анода. Все компоненты помещены в стеклянную колбу, из которой откачан воздух. Фотоны оптического и ультрафиолетового диапазонов, попадая на фотокаатод ФЭУ, находящийся под большим отрицательным потенциалом, выбивают из него электроны в результате фотоэффекта. Распределение потенциалов на электродах ФЭУ создается делителем напряжения, подключенным к источнику высокого напряжения (0,8–3 кВ).</p>

		<p>За счет электрического поля, создаваемого разностью потенциалов, электроны проходят фокусирующую их систему электродов и попадают на первый диод ФЭУ, где происходит вторичная (ударная) электронная эмиссия. Поверхность диодов покрыта слоем вещества, у которого коэффициент вторичной эмиссии электронов больше 1 (от 3 до 12). В процессе умножения электроны последовательно проходят несколько диодов (6–14, в зависимости от типа ФЭУ), образуя лавину, которая приходит на анод и формирует импульс тока на нагрузочном сопротивлении. Общий коэффициент умножения электронов (усиления) может составлять <math>10^6</math>–<math>10^8</math></p>
<p>Фотоэффект</p>	<p>Photoelectric absorption, Photoelectric effect</p>	<p>Передача энергии фотона сильно связанному с ядром атомному электрону, в результате чего фотон исчезает, а электрон приобретает кинетическую энергию, равную энергии фотона (гамма-кванта, рентгеновского кванта) за минусом энергии связи электрона (энергии ионизации атома) <math>E_K, E_L, E_M, \dots</math>, находящегося, соответственно, на <math>K</math>-, <math>L</math>-, <math>M</math>-оболочке атома. Предполагается, что энергия отдачи ядра пренебрежимо мала. При фотоэффекте (ФЭ) в энергетическом спектре формируется фотопик, составляющий основную часть событий, попадающих в пик полного поглощения. Сечение ФЭ падает с ростом энергии гамма-кванта, растет с увеличением атомного номера среды <math>Z</math> пропорционально <math>Z^5</math>. Если значение энергии фотона находится вблизи энергии ионизации, сечение ФЭ отличается слева и справа от соответствующей энергии скачкообразно. На свободном</p>

		электроне ФЭ невозможен, так как в противном случае были бы нарушены законы сохранения энергии и импульса
Фронт импульса	Rise time	Временной интервал при росте измеряемого сигнала (напряжение, ток) от 0,1 до 0,9 его амплитуды
Функция отклика детектора	Detector response function	<p>Плотность вероятности появления выходного сигнала <math>x</math>, если соответствующая энергия регистрируемой частицы или кванта равна <math>E</math>:</p> $N(x) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} G(x, E) \Phi(E) dE,$ <p>где <math>N(x)</math> – измеренный спектр, <math>\Phi(E)</math> – искомое энергетическое распределение, <math>G(x, E)</math> – функция отклика в энергетическом диапазоне <math>(E_{\min}, E_{\max})</math>. Под <i>выходным сигналом</i> понимается измеряемая величина, зависящая от энергии: угол отклонения в магнитном поле, плотность почернения, длина трека, амплитуда электрического или светового сигнала и др.</p>
Центроида (центроид)	Centroid	См. <i>Медиана распределения</i>
Цепь восстановления базового уровня	Baseline restoration, <i>BLR</i>	Электронная схема на выходе усилителя для поддержания базового уровня напряжения (нулевого потенциала) при значительных нагрузках усилителя, который в силу конечной длительности сигнала не успевает «подготовиться» к приему следующего сигнала. Ве-

		<p>личина отклонения от нулевого потенциала (смещение базового уровня) зависит от частоты следования импульсов и от их амплитудного распределения. Вследствие случайного появления сигналов эта величина флуктуирует, на выходе усилителя наблюдают нестабильное смещение базового уровня, в результате чего энергетическое разрешение спектрометра ухудшается. Работа цепи восстановления базового уровня основана на замыкании ключа в промежутках между импульсами для возможности использования <i>дифференцирующей цепочки</i>, возвращающей смещенную базовую линию к нулевому уровню</p>
Цепь режекции наложений	Pile-up rejection	<p>Электронная схема, снижающая долю регистрируемых импульсов, образующихся при наложении импульсов, следующих один за другим, и амплитуды суммарных импульсов не соответствуют энергиям регистрируемых квантов. При высоких скоростях счета цепь режекции наложений улучшает энергетическое разрешение детектора и снижает фон, но не приводит к существенному снижению амплитуд пиков случайного суммирования, образованных при сложении пиков полного поглощения</p>
Цифровой спектрометрический тракт	Digital pulse processing system	<p>Электронные блоки для цифровой обработки сигналов с детекторов излучений. АЦП размещается сразу после предусилителя, и аналоговый сигнал оцифровывается еще до усиления и формирования. Оцифрованный сигнал содержит необходимую информацию о регистрируемом излучении. Дальнейшие действия с сигналом для</p>

		<p>извлечения этой информации представляют собой операции с цифровыми последовательностями, однозначно определяющими исходные аналоговые импульсы. Ключевым элементом цифрового тракта является программируемое устройство (цифровой процессор). Сигнал с предусилителя оцифровывается с помощью быстрого параллельного АЦП (<i>flash-ADC</i>). Следующая стадия обработки сигнала, теперь представляющего собой дискретную последовательность определенного размера из значений напряжений <math>V_{IN}[1]</math>, <math>V_{IN}[2]</math>,..., <math>V_{IN}[i]</math>,..., состоит в его фильтрации – процедуре, аналогичной формированию аналогового сигнала. Использование оцифровки сигналов повышает пропускную способность спектрометра при измерении интенсивных потоков излучений, так как снижается вероятность наложений, и обеспечивается разрешающая способность, как в лучших аналоговых спектрометрических трактах</p>
Черенковское излучение	Cherenkov radiation	<p>Излучение, возникающее при прохождении заряженных частиц через среду, если скорость частиц больше скорости света в среде. Распространяется в пределах конуса, угол которого однозначно связан со скоростью частицы и показателем преломления среды. Наблюдается при работающем реакторе (голубое свечение из активной зоны) вследствие движения высокоэнергетических электронов в воде. Черенковские счетчики, в которых регистрация излучения осуществляется ФЭУ, в основном используются в экспериментальной физике высоких энергий и астрофизике</p>

Чувствительная область детектора	Active region, sensitive volume (of detector)	Область детектора, в которой поглощение излучения приводит к появлению сигналов (электрических, оптических) на сигнальных выводах детектора. В ППД такой областью является <i>p-n</i> переход, к которому приложено <i>напряжение смещения</i>
Ширина пика на 1/10 высоты	Full width at tenth maximum, <i>FWTM</i> , <i>FW0,1M</i>	Характеристика качества спектрометра, критерием которого является близость отношения измеренной ширины энергетического пика на 1/10 его высоты к полуширине пика ( <i>FWHM</i> ) к соответствующему значению для распределения Гаусса ( $FWTM / FWHM = 1,82$ ). Приемлемым считается значение отношения $< 1,9$
Ширина пика на 1/50 высоты	Full width at fiftieth maximum, <i>FWFM</i> , <i>FW0,02M</i>	Характеристика качества спектрометра, критерием которого является близость отношения измеренной ширины энергетического пика на 1/50 его высоты к полуширине пика ( <i>FWHM</i> ) к соответствующему значению для распределения Гаусса ( $FWFM / FWHM = 2,28$ ). Приемлемым считается значение отношения $< 2,5$
Шкала электромагнитных излучений	Electromagnetic spectrum	Диапазон электромагнитных излучений от радиоволн до гамма-излучения. Диапазон длин волн охватывает 20 порядков величины – от $10^8$ до $10^{-12}$ м. В зависимости от задач представим в виде частотного или энергетического диапазона
Шумы усилительного тракта	Noise of amplifier	Шумы возникают за счет хаотического теплового движения носителей зарядов внутри проводника (тепловой шум) и за счет флуктуации числа носителей заряда, проходящих через сечение проводника в единицу времени (дробовой шум). Если тепловой и дробовой

шумы появляются вследствие физических явлений, не зависящих от используемых технологий, то шум вследствие так называемых «мерцательных» изменений параметров электронных компонентов (фликкер-шум) зависит именно от технологических параметров (материал резистора, тип соединений и т.п.) и, скорее всего, возникает при частотах  $f$  менее 1 кГц с интенсивностью, примерно пропорциональной  $1/f$ . Тепловой шум описывается формулой Найквиста, дробовой – формулой Шоттки. Природа фликкер-шума описана рядом моделей.

Электронные шумы ухудшают энергетическое разрешение спектрометра  $W_T$ , определяемое по формуле  $W_T = (W_D^2 + W_X^2 + W_E^2)^{1/2}$ , где  $W_D$  – вклад статистических флуктуаций числа носителей заряда;  $W_X$  – вклад эффективности сбора носителей заряда, а вклад электроники  $W_E = 2,355q_{ш}\omega/e$  ( $q_{ш} = C_H U_{ш}$  – среднеквадратичный (эквивалентный) шумовой заряд;  $U_{ш}$  – среднеквадратичное шумовое напряжение;  $\omega$  – энергия, затрачиваемая на образование пары носителей заряда;  $e$  – элементарный заряд;  $C_H$  – емкость нагрузки).

Для того чтобы снизить шумы различной природы, принимают взаимоисключающие меры. Например, шум, обусловленный током утечки детектора и тепловой шум в резисторе обратной связи (последовательный шум), можно уменьшить, снижая общий ток детектора, охлаждая резистор, увеличивая его номинал и снижая посто-

		<p>янную времени усилителя. Шум, обусловленный емкостью на входе предусилителя и полевым транзистором (параллельный шум) уменьшают, снижая емкость, охлаждая полевой транзистор и увеличивая постоянную времени усилителя. Шумовая составляющая <i>FWHM</i> типичного зарядо-чувствительного предусилителя при росте емкости нагрузки от 1 до 1000 пФ возрастает более чем в 10 раз</p>
<p>Эквивалентная схема детектора</p>	<p>Detector equivalent circuit</p>	<p>Ток детектора, возникающий при регистрации частицы или кванта, через ключ, замыкаемый на время длительности импульса тока <math>t_i</math>, поступает во внешнюю цепь нагрузки детектора, состоящую из сопротивления нагрузки (<math>R_H</math>) и подключенной параллельно ему емкости нагрузки (<math>C_H</math>). Емкость нагрузки складывается из емкости самого детектора <math>C_{дет}</math>, емкости входного устройства, подключенного к детектору <math>C_{вх}</math>, и емкости монтажа <math>C_к</math>. Последняя величина включает в себя емкость соединительных проводов или кабеля между детектором и электронным устройством: <math>C_H = C_{дет} + C_{вх} + C_к</math></p>
<p>Экстраполированный пробег</p>	<p>Extrapolated range</p>	<p>Пробег вдоль направления распространения частицы, равный толщине поглотителя, при которой экстраполяция линейной зависимости интенсивности пучка частиц пересекает уровень нулевой интенсивности. Экстраполированный пробег (ЭП) меньше полного</p>

		<p>пробега (<math>R_{\text{экс}} &lt; R</math>), так как велика вероятность рассеяния легких частиц (электронов) на большие углы. Понятие ЭП используется, в частности, для электронов. В справочных таблицах приводят значения как среднего пробега, так и ЭП</p>
<p>Электронный захват, <i>e</i>-захват</p>	<p>Electronic capture (<i>EC</i>)</p>	<p>Один из видов бета-распада атомных ядер. При электронном захвате (ЭЗ) один из протонов ядра захватывает орбитальный электрон и превращается в нейтрон, испуская электронное нейтрино. Заряд ядра при этом уменьшается на единицу. Массовое число ядра, как и во всех других видах бета-распада, не изменяется. Процесс ЭЗ характерен для ядер с избытком протонов. Количество протонов в ядре (т.е. заряд ядра) при ЭЗ уменьшается, поэтому этот процесс превращает ядро одного химического элемента в ядро другого элемента, расположенного ближе к началу периодической таблицы. Электрон захватывается ядром с ближайших к нему электронных оболочек (в порядке <i>K, L, M, N,...</i>). Электронный захват более вероятен для тяжелых ядер. В случае захвата электрона с <i>K</i>-оболочки процесс называется <i>K</i>-захватом, с <i>L</i>-оболочки – <i>L</i>-захватом и т.д. Атом при электронном захвате переходит в возбужденное состояние с внутренней оболочкой без электрона, а снятие возбуждения происходит путем перехода на нижний уровень электрона с одной из верхних оболочек, причем образовавшуюся на более высокой оболочке вакансию может заполнить электрон с еще более высокой оболочки и т.д. Энергия, выделяющаяся при этом, уносится одним</p>

		или несколькими фотонами характеристического рентгеновского излучения и/или одним или несколькими оже-электронами
Электронный эквивалент мегаэлектрон-вольта	<i>MeVee</i> (MeV electron equivalent)	<p>Из-за того, что световой выход органических сцинтилляторов зависит от типа частиц, для описания абсолютного светового выхода иногда используют специальные обозначения. Термин <i>MeVee</i> означает следующее. Энергия частиц, необходимая для генерации 1 <i>MeVee</i> света, равна 1 МэВ для быстрых электронов, но для тяжелых заряженных частиц эта энергия составляет несколько мегаэлектронвольт, так как световой выход, создаваемый ими, меньше в пересчете на единицу энергии.</p> <p>Зависимость светового выхода сцинтиллятора от типа регистрируемых частиц (<math>\alpha</math> или <math>\beta</math>) характеризует также <math>\alpha/\beta</math>-отношение – отношение световых выходов при прохождении <math>\alpha</math>-частиц и электронов. Эта величина не такая универсальная, как <i>MeVee</i>, но смысл <math>\alpha/\beta</math>-отношения тот же.</p> <p>Для всех видов органических сцинтилляторов независимо от их природы <math>\alpha/\beta</math>-отношение примерно одинаково и составляет 0,1. Это позволяет разделять сигналы от альфа- и бета-частиц</p>
Электроны внутренней конверсии	Internal conversion electrons	<p>Электроны, испускаемые атомом вследствие явления внутренней конверсии, состоящего в <i>переходе атомного ядра, находящегося в возбужденном состоянии, в состояние с меньшей энергией</i> и передаче избытка энергии одному из электронов атомной оболочки. Энергия электрона внутренней конверсии равна разности энергий</p>

		состояний ядра и энергии связи электрона в $K$ -, $L$ -, $M$ -оболочках. В процессе внутренней конверсии участвует виртуальный фотон. Конкуренция между $\gamma$ -излучением и внутренней конверсией характеризуется полным коэффициентом внутренней конверсии, равным отношению вероятностей испускания электрона к вероятности испускания $\gamma$ -кванта. Его величина сильно возрастает с увеличением мультипольности перехода и уменьшением его энергии и растет с увеличением заряда ядра
Энергетический спектр	Energy spectrum	Функция $\Phi(E)$ , описывающая распределение частиц или фотонов по энергиям: $\Phi(E)dE$ – число частиц с энергией $E$ , попадающих в энергетический интервал $(E, E + dE)$
Энергетическое разрешение спектрометра	Energy resolution of spectrometer	Абсолютным энергетическим разрешением ( $\Delta E$ ) спектрометра называется минимальный интервал между энергетическими линиями $E_1$ и $E_2$ , при котором эти линии наблюдаются отдельно. Выражается в энергетических единицах (эВ, кэВ) и численно равно $FWHM$ . Относительное $\Delta E$ спектрометра при данной энергии ( $E$ ) равно отношению абсолютного $\Delta E$ к значению энергии: $W = \frac{\Delta E}{E} = \frac{FWHM}{E}$ . Значение относительного $\Delta E$ чаще указывают для сцинтилляционного спектрометра, а абсолютного – для полупроводникового. Часто относительное $\Delta E$ выражают не в долях, а в процентах. К основным факторам, влияющим на энергетическое разрешение, относятся: 1) флуктуация числа пар носителей заряда,

		образованных при взаимодействии частицы с чувствительной областью детектора; 2) флуктуация числа собранных пар носителей; 3) электронный шум разного происхождения
Энергия излучения	Radiation energy	Кинетическая энергия частиц (нейтронов, альфа- и бета-частиц), энергия высокочастотного фотонного излучения (рентгеновское излучение, гамма-излучение). Энергия излучения определяется схемой распада нуклида, зависит от характера взаимодействия ионизирующего излучения с электронными оболочками и ядрами атомов среды
Энергия комптоновского электрона	Energy of electron, scattered due to Compton effect	Энергия ( $E_e$ ), зависящая от угла комптоновского рассеяния кванта ( $\theta$ ) с энергией $E_\gamma$ и определяемая по формуле $E_e = \frac{E_\gamma^2(1 - \cos\theta)}{m_e c^2 + E_\gamma(1 - \cos\theta)}$ . Очевидно, энергия комптоновского электрона максимальна при угле рассеяния, равном $\pi$ , и при этом значении энергии в аппаратурном гамма-спектре наблюдается асимметричный пик
Энергия покоя частицы	Rest energy of particle	Энергия, определенная по формуле Эйнштейна, связывающей массу и энергию: $E = mc^2$ , где $m$ – масса покоя (rest mass) частицы; $c$ – скорость света ( $3 \times 10^8$ м/с). Масса покоя электрона равна $9,11 \times 10^{-31}$ кг, что эквивалентно его

		энергии покоя примерно 0,511 МэВ. Энергия покоя протона примерно равна 938,26 МэВ, а нейтрона – 939,55 МэВ
Энергия связи электрона с ядром	Binding energy	Разность между энергией состояния, когда электрон и ядро (компоненты системы) удалены друг от друга и находятся в состоянии покоя, и полной энергией связанного состояния системы. Для электронов внешних электронных оболочек нейтральных атомов в основном состоянии энергия связи совпадает с энергией ионизации. Наиболее связаны с ядром электроны на <i>K</i> -оболочках (энергия связи равна от 10 до 140 кэВ для разных химических элементов)
Эффект Комптона	Compton effect	См. <i>Комптоновское рассеяние</i>
Ядерный реактор	Nuclear reactor	Физическая установка для создания управляемой самоподдерживающейся цепной реакции деления ядерного топлива под действием тепловых или быстрых нейтронов. Ядерный реактор (ЯР) является мощным источником нейтронов и других ионизирующих излучений. В энергетических ЯР высвобождаемая при делении ядер энергия в конечном итоге преобразуется в электрическую. Промышленные ЯР предназначены для получения радиоактивных изотопов, необходимых для различных задач, а на исследовательских ЯР изучают структуру, состав и свойства материалов и изделий и выполняют иные работы с использованием интенсивных нейтронных потоков тепловых или быстрых нейтронов

Ядерный топливный цикл	Nuclear fuel cycle	<p>Ядерный топливный цикл (ЯТЦ) включает все операции, связанные с использованием делящихся и сырьевых материалов, необходимых для производства электроэнергии, и обращением с радиоактивными продуктами, образующимися в ходе этих операций. ЯТЦ подразделяется на <i>начальную</i> и <i>закрывающую</i> части. Границей, «разделяющей» эти части, является атомная станция, которая работает в цикле с предприятиями по добыче и переработке (включая транспортировку) ядерного топлива и является одним из звеньев предприятий и производств ЯТЦ. Начальная часть ЯТЦ включает разведку, добычу и переработку руды, изотопное разделение и изготовление тепловыделяющих сборок. Закрывающая часть ЯТЦ включает переработку облученного топлива, обработку и удаление радиоактивных отходов. На каждом этапе ЯТЦ методы спектрометрии применяют для контроля технологических процессов, при дозиметрическом контроле, в радиоэкологии, для обеспечения ядерной и радиационной безопасности</p>
RC-цепочки	RC-circuits	См. <i>Дифференцирующая цепочка, Интегрирующая цепочка</i>
Si-ФЭУ	Silicon photo-multiplier, SiPM	См. <i>Кремниевый фотоэлектронный умножитель</i>
TOF-спектрометр	TOF, time-of-flight spectrometer	См. <i>Времяпролетный спектрометр нейтронов</i>

## Список основной литературы

1. Кутьков В.А., Ризин А.И., Фертман Д.Е., Шумов С.А. Терминология ядерного приборостроения. Справочное пособие в 2-х томах / Под ред. С.Б. Чебышова. Т.1. Ядерное приборостроение. Физические явления и основные понятия. М.: ИД Технологии, 2006.
2. Ризин А.И., Фертман Д.Е. Терминология ядерного приборостроения. Справочное пособие в 2-х томах. Т. 2. Ядерное приборостроение. Измерение ионизирующих излучений. М.: ООО Группа ИДТ, 2008.
3. Термины атомной энергетики. – Концерн Росэнергоатом. 2010. <https://rus-atom-energy.slovaronline.com/>
4. Крамер-Агеев Е.А., Лавренчик В.Н., Самосадный В.Т., Протасов В.П. Экспериментальные методы нейтронных исследований. М.: Энергоатомиздат, 1990.
5. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1985.
6. Волков Н.Г., Христофоров В.А., Ушакова Н.П. Методы ядерной спектрометрии. М.: Энергоатомиздат, 1990.
7. Райлли Д. (ред). Пассивный неразрушающий контроль ядерных материалов / Пер. с англ. ВНИИА. Ч. 1 (гл. 1–14). М.: ВНИИА, 2000.
8. Gilmore G.R. Practical Gamma-ray Spectrometry. Second Edition. Wiley, 2008.
9. Leo W.R. Techniques for nuclear and particle physics experiments. A How-to Approach. 2-th Revised Edition. Springer-Verlag, 1994.
10. L'Annunziata M.F. Handbook of radioactivity analysis. Third edition. Elsevier, 2012.
11. Knoll G.F. Radiation detection and measurements. 4-th edition. Wiley, 2010.
12. Будыка А.К. Спектрометрия ионизирующих излучений. Гамма-спектрометрия. М.: НИЯУ МИФИ, 2021.