



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2000–30  
ОРИ

Г.И. Крупный, Г.Н. Стеценко, А.А. Янович

**МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ  
ПОРОГОВЫХ АКТИВАЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ  
В РАДИАЦИОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ  
НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ ИФВЭ**

Протвино 2000

**Аннотация**

Крупный Г.И., Стеценко Г.Н., Янович А.А. Методические вопросы использования пороговых активационных детекторов в радиационных исследованиях на ускорительном комплексе ИФВЭ: Препринт ИФВЭ 2000 –30. – Протвино, 2000. – 10 с., 5 рис., 3 табл., библиогр.: 11.

Рассматриваются методические вопросы активационного анализа, связанные с выбором детекторов, процедурой измерения, градуировкой установок, обработкой, представлением результатов и т.д.

**Abstract**

Krupny G.I. et al. Methodical problems the use of threshold activation detectors in radiation researches at the IHEP accelerator complex: IHEP Preprint 2000 –30. – Protvino, 2000. – p. 10, figs 5, tables 3, refs.: 11.

The methodical problems of the activation analysis connected to a choice of detectors, measurement procedure, plant graduation, processing, results representation, etc. are considered.

## Введение

В физике защиты от излучений активационный анализ был и остается одним из основных инструментов изучения характеристик нейтронного излучения на реакторах и радионуклидных источниках [1, 2]. В настоящее время существует значительный опыт применения активационных детекторов на ускорителях, постоянно увеличивается их перечень за счет новых высокопороговых детекторов [3, 4].

Достоинствами активационного анализа являются:

- возможность детектирования нейтронов при наличии сильных электромагнитных полей, а также при импульсном характере излучения установки;
- возможность измерения очень высоких величин флюенса нейтронов, когда применение других детекторов (например, сцинтилляционных) затруднено и невозможно;
- высокая радиационная стойкость детекторов;
- изотропность;
- сравнительно несложная аппаратура для обработки детекторов.

К основным недостаткам следует отнести:

- ограничение диапазона измеряемых флюенсов нейтронов со стороны минимальных значений;
- требование высокой чистоты материала детекторов;
- невозможность в некоторых случаях идентификации канала образования одного и того же радионуклида в разных реакциях (например, образование  $^{24}\text{Na}$  как в реакции  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ , так и в реакции  $^{27}\text{Al}(p,3p)^{24}\text{Na}$  и т.п.).

Широко используются в радиационных исследованиях пороговые активационные детекторы. В пороговых детекторах ядерные реакции, такие как неупругое рассеяние ( $n, n'$ ), реакции ( $n, 2n$ ), некоторые из реакций ( $n, p$ ), ( $n, \alpha$ ), а также деления ( $n, f$ ), протекают только тогда, когда энергия нейтронов выше определенной пороговой энергии  $E_{\text{пор}}$  [5]. Активность радиоактивных ядер, образованных в результате ядерных реакций в детекторах, можно измерять как методом интегрального счета на радиометрических установках, так и спектрометрическим методом, например на полупроводниковом гамма-спектрометре. По активности радионуклидов, образуемых в результате ядерных реакций, можно определять поток нейтронов, их энергетический спектр, вклад различных энергетических групп нейтронов и т. д.

В настоящей работе рассматриваются некоторые методические вопросы активационного анализа: выбор пороговых детекторов, процедура измерения, градуировка измерительных трактов, обработка, представление результатов.

## Пороговые активационные детекторы

Перечень наиболее часто используемых авторами пороговых детекторов и основные сведения о них приведены в табл. 1.

**Таблица 1. Характеристики активационных детекторов**

Ядро-мишень (изотопный состав, %)	Ядерная реакция	Продукт реакции (период полураспада)	Размеры, мм (плотность, г/см <sup>3</sup> )	Энергия гамма-излучения* или средняя энергия бета-излучения (выход излучения на распад, %)
Родий (100)	$^{103}\text{Rh}(n,n')^{103\text{m}}\text{Rh}$	$^{103\text{m}}\text{Rh}$ (56.12 мин)	Ø20×0.12 (12.44)	$E_\gamma = 20.2$ кэВ (6.25)
Индий (95.77)	$^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$	$^{115\text{m}}\text{In}$ (4.486 час)	Ø20×1 (7.28)	$E_\gamma = 336.2$ кэВ (45.83)
Фосфор (100)	$^{31}\text{P}(n,p)^{31}\text{Si}$	$^{31}\text{Si}$ (157.3 мин)	Ø20×3 (2.20)	$\langle E_{\beta^-} \rangle = 595.7$ кэВ (99.9) $E_\gamma = 1266$ кэВ (0.07)
Сера (95.02)	$^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$	$^{32}\text{P}$ (14.29 суток)	Ø20×3 (2.07)	$\langle E_{\beta^-} \rangle = 694.7$ кэВ (100)
Алюминий (100)	$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	$^{27}\text{Mg}$ (9.45 мин)	Ø100×0.2 25×25×1.6	$E_\gamma = 843.8$ кэВ (71.8)
	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	$^{24}\text{Na}$ (15.0 час)	Ø40×6	$E_\gamma = 1368.6$ кэВ (100)
	$^{27}\text{Al}(n,2p,4n)^{22}\text{Na}$	$^{22}\text{Na}$ (2.602 лет)	(2.699)	$E_\gamma = 1274.5$ кэВ (99.93)
	$^{27}\text{Al}(n,\text{spall})^7\text{Be}$	$^7\text{Be}$ (53.3 суток)		$E_\gamma = 477.6$ кэВ (10.39)
Ниобий (100)	$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$	$^{92\text{m}}\text{Nb}$ (10.15 суток)	20×20×0.2 (8.40)	$E_\gamma = 934.5$ кэВ (99.15)
Углерод (пласт. сцинт.; атомная плотность $\text{C}^{12}$ $4.68 \cdot 10^{22}$ см <sup>-3</sup> )	$^{12}\text{C}(n,2n)^{11}\text{C}$	$^{11}\text{C}$ (20.38 мин)	Ø20×9 (1.06)	$\langle E_{\beta^+} \rangle = 385.5$ кэВ (99.8) $E_{\gamma\pm} = 511$ кэВ (200)
	$^{12}\text{C}(n,\text{spall})^7\text{Be}$	$^7\text{Be}$ (53.3 суток)		$E_\gamma = 477.6$ кэВ (10.39)
Висмут (100)	$^{209}\text{Bi}(n,3n)^{207}\text{Bi}$	$^{207}\text{Bi}$ (38 лет)	Ø20×1 (9.747)	$E_\gamma = 569.7$ кэВ (97.8)
	$^{209}\text{Bi}(n,4n)^{206}\text{Bi}$	$^{206}\text{Bi}$ (6.243 суток)		$E_\gamma = 803.1$ кэВ (98.9)
	$^{209}\text{Bi}(n,5n)^{205}\text{Bi}$	$^{205}\text{Bi}$ (15.31 суток)		$E_\gamma = 703.5$ кэВ (31.0)
	$^{209}\text{Bi}(n,6n)^{204}\text{Bi}$	$^{204}\text{Bi}$ (11.3 час)		$E_\gamma = 374.7$ кэВ (73.7)
	$^{209}\text{Bi}(n,7n)^{203}\text{Bi}$	$^{203}\text{Bi}$ (11.76 час)		$E_\gamma = 820.2$ кэВ (29.7)
	$^{209}\text{Bi}(n,8n)^{202}\text{Bi}$	$^{202}\text{Bi}$ (1.67 час)		$E_\gamma = 422.13$ кэВ (83.8)
	$^{209}\text{Bi}(n,8n)^{201}\text{Bi}$	$^{201}\text{Bi}$ (1.77 час)		$E_\gamma = 628.2$ кэВ (100)
Золото (100)	$^{198}\text{Au}(n,\text{spall})^{149}\text{Tb}$	$^{149}\text{Tb}$ (4.15 час)	Ø30×0.12 (19.296)	$E_\gamma = 164.8$ кэВ (23.1)

\* представлены те  $E_\gamma$ -линии, которые авторы используют в спектрометрическом анализе; более полные сведения можно найти в работе [6].

## Обработка откликов пороговых детекторов

По виду получаемой от измерительной системы информации способы измерения активности можно разделить на два метода:

- метод интегрального счета, при котором выдается информация в виде числа импульсов в пределах от нижнего порога до верхнего за определенное время;
- спектрометрический метод, при котором информация выдается в виде распределения числа импульсов от энергии испускаемых гамма-квантов.

По сравнению с первым методом второй дает больший объем информации и обладает избирательностью, т.е. позволяет измерять активность каждого из нескольких изотопов, находящихся в смеси (образце). Первый метод измерения сопровождается мешающим неустраняемым излучением (фоном), который смешивается с излучением исследуемого изотопа, что требует отдельного измерения фона. Если фон изменяется со временем между моментом измерения активности и фона, то погрешность измерения истинной активности увеличивается. Следует отметить также, что пороговый характер регистрации излучения в первом методе обуславливает дополнительную погрешность измерения. При втором методе информация о фоне и полезном эффекте получается одновременно, что устраняет погрешность, вызываемую нестабильностью фона.

Из рассмотренных особенностей первого и второго методов измерения можно сделать следующие выводы:

- первый метод выгоднее применять, когда в образце присутствует один, максимум два изотопа, когда фон постоянен во времени или период колебания фона много больше суммарного времени обсчета детекторов, когда нестабильность порогов регистрируемой аппаратуры не вносит ощутимый вклад в погрешность измерения (хорошая стабильность порогов регистрируемой аппаратуры);
- второй метод выгодно применять, когда необходимо измерять активность нескольких изотопов в смеси, когда фон нестабильный, при освоении новых активационных детекторов.

## Измерительный комплекс для обсчета активационных детекторов

В состав измерительного комплекса входят два полупроводниковых гамма-детектора (ППД) и радиометрический канал для обсчета бета-активных нуклидов. Один ППД предназначен для регистрации низкоэнергетического и рентгеновского излучений, второй ППД - для регистрации более жесткого гамма-излучения. Оба детектора на основе германия требуют глубокого охлаждения (жидкий азот) и размещаются в защитном объеме из стали с толщиной стенки 100 мм. Непосредственно с детектором соединяется предусилитель, аналоговый сигнал с которого поступает на спектрометрический усилитель и далее на аналогово-цифровой преобразователь. Параметры ППД приведены в табл. 2.

**Таблица 2. Основные характеристики ППД**

Тип детектора	Диапазон энергий, кэВ	Площадь чувствительной поверхности, мм <sup>2</sup>	Рабочее напряжение, вольт	Энергетическое разрешение на полувысоте пика, кэВ (для энергии E <sub>γ</sub> )
ДГР5-1	5 – 1000	150	2000	1.6 (E <sub>γ</sub> =22.1 кэВ, <sup>109</sup> Cd)
ДГДК-80	50 - 10000	1340	3200	2.5 (E <sub>γ</sub> =1332 кэВ, <sup>60</sup> Co)

Фоновые спектры детектора ДГДК-80 без защиты и в стальной защите показаны на рис. 1.

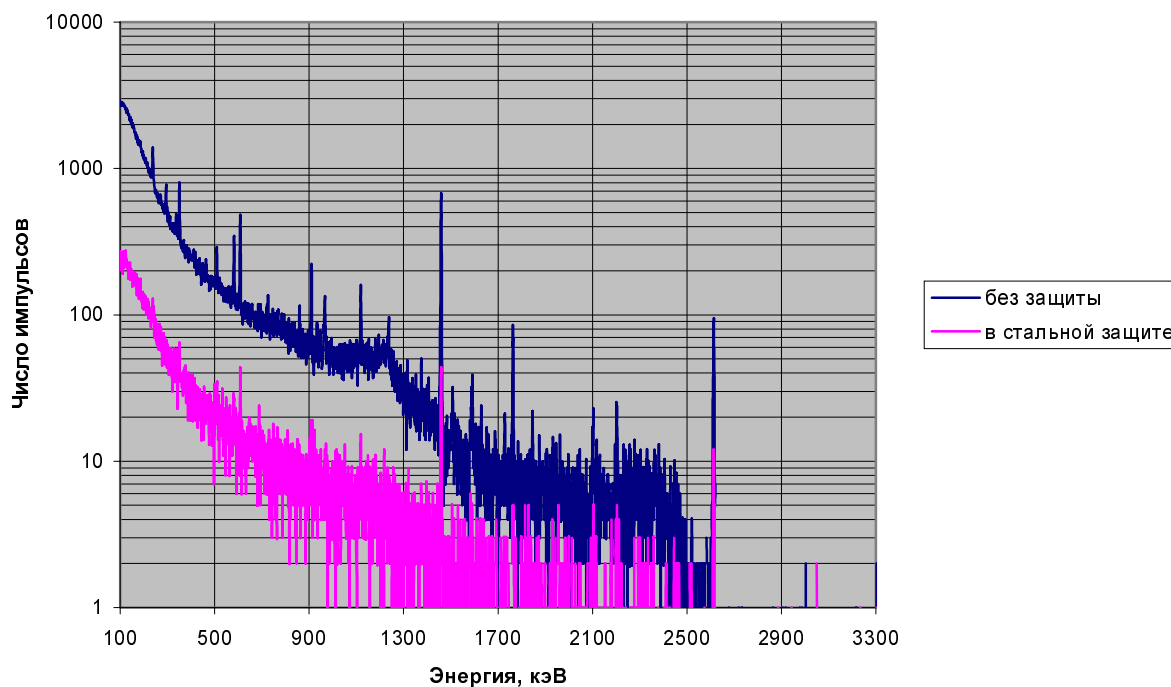


Рис. 1. Фоновые спектры детектора ДГДК-80.

Радиометрический канал представляет собой сцинтилляционный детектор с кристаллом на основе полистирола размером  $\varnothing 80 \times 7$  мм, установленным на фотокатоде спектрометрического фотоумножителя ФЭУ-139. Сцинтилляционный детектор размещается в светозащитном домике из стали. Толщина стенок домика не менее 100 мм. Конструкция домика [7] позволяет производить замену активных детекторов без снятия высокого напряжения на фотоумножителе, что повышает стабильность и надежность радиометрического канала. Собственный фон радиометрического детектора составляет 0.9 имп/с. Сигнал с детектора поступает на вход усилителя-ограничителя и считывается пересчетным устройством в течение задаваемого промежутка времени.

Программно-измерительный комплекс для проведения “ON-LINE” спектрометрических и радиометрических измерений активационных детекторов и обработка получаемых данных реализованы на базе управляющей ЭВМ типа IBM PC и набора электронных модулей стандарта “ВЕКТОР”/“СУММА”. Управление работой электронных модулей по командам от управляющей ЭВМ осуществляет крейт-контроллер К-331 (в стандарте “СУММА”), выполняющий функции контроллера типа А-1 “КАМАК”. Трансляцию команд управления с системной шины (ISA) ЭВМ в крейт-контроллер осуществляет плата адаптера РС-03. В крейте “ВЕКТОР” установлены также вспомогательные блоки электроники, источники высокого напряжения для питания ППД и ФЭУ, дисплей состояния шины и др.

Программная оболочка комплекса реализована в среде Borland C++ v5.02 (язык программирования C++) и использует как стандартные библиотечные функции, так и специально разработанные, в том числе библиотеку низкоуровневых функций “КАМАК”, дружественный пользователю графический интерфейс и т.п. Логическая организация программной оболочки позволяет организовывать независимую работу измерительных трактов и выполнение команд

графического интерфейса пользователя, включая установку рабочих параметров, опций и режимов работы трактов, файловые операции, математическую обработку, графические процедуры масштабирования, разнесения в окна и т.п. (рис. 2).

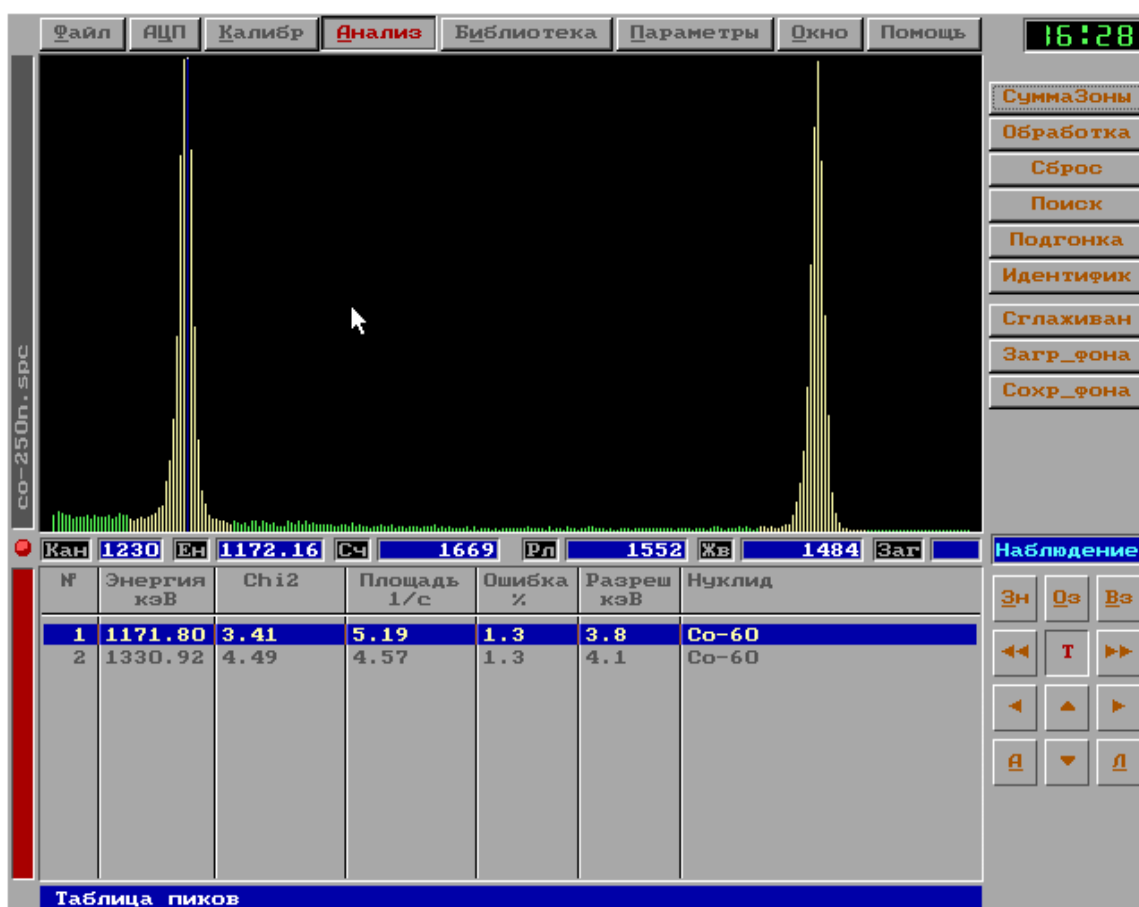


Рис. 2. Графический интерфейс программно-измерительного комплекса.

## Градуировка измерительного тракта

Градуировка спектрометрического тракта выполнена с помощью эталонных гамма-источников 1 разряда (набора ОСГИ), активность которых определена с погрешностью  $\pm 2\%$  при доверительной вероятности  $p = 0.95$ . Зависимость  $Y$ -энергии и полной ширины пика на полувысоте (ПШПВ) от  $x$ -номера канала описывается полиномами третьей степени:  $Y = A \cdot x^{3n} + B \cdot x^{2n} + C \cdot x^n + D$ , где  $A, B, C, D$  – коэффициенты градуировочной кривой;  $n = 1$ , если  $Y$  – энергия;  $n = 0.5$ , если  $Y$  – ПШПВ (рис. 3, 4). Коэффициенты градуировочных кривых находятся методом наименьших квадратов (МНК).

Эффективность регистрации гамма-квантов от энергии определяется логарифмической интерполяцией между точками из набора радиоактивных источников ОСГИ.

Стабильность работы радиометрического тракта определяется с помощью образцового бета-источника  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ , активность и внешнее излучение которого известны с погрешностью  $\pm 5\%$  при доверительной вероятности  $p = 0.95$ . Определение эффективности регистрации бета-излучения активационных детекторов (сера, фосфор, углерод) рассмотрены в [7].

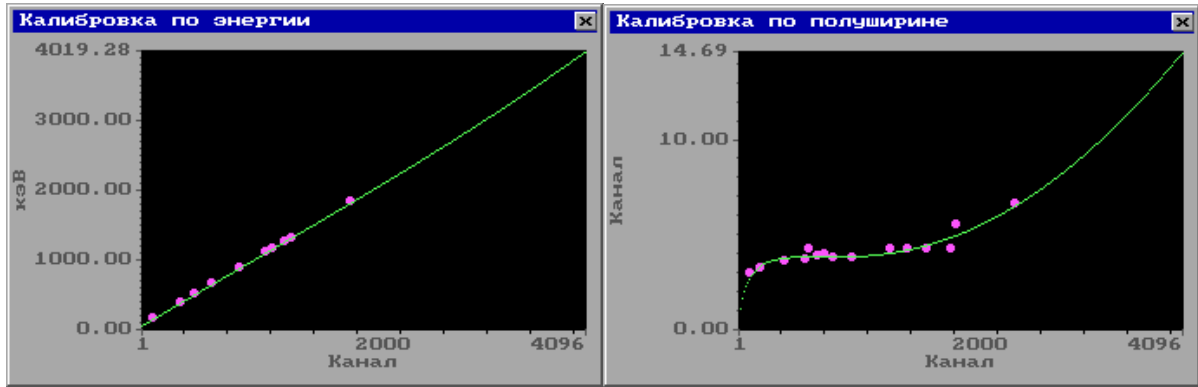


Рис. 3. Градуировка спектрометра по энергии. Рис. 4. Градуировка спектрометра по ПШПВ.

### Обработка результатов

Анализ аппаратного спектра, полученного на полупроводниковом гамма-спектрометре, сводится к нахождению положений пиков (в каналах и в единицах энергии), определению площадей фотопиков и фона под ними, идентификации пиков.

Для поиска пиков применяется метод дифференцирования спектра с использованием функций типа числового фильтра [8]:

$$Y_{n,m}(i) = \frac{1}{N_{n,m}} \sum_{k=-m}^m C_{k,n,m} \cdot y(i+k), \text{ где } Y_{n,m} - \text{значение } n\text{-производной}$$

спектра в канале;  $y(i+k)$  – измеренное число отсчетов в канале  $i+k$ ;  $C_{k,n,m}$  и  $N_{n,m}$  – постоянные сглаживания, зависящие только от используемого числа точек сглаживания.

Для описания формы пика полного поглощения и фона под ним используется математическая модель:

$$Y(x) = F + Y_1 + Y_2 + Y_4, \text{ если } x \leq x_0 - t\sigma - \alpha\omega;$$

$$Y(x) = F + Y_1 + Y_2 + Y_3, \text{ если } x_0 - t\sigma - \alpha\omega < x \leq x_0 + 2\sigma;$$

$$Y(x) = F + Y_1, \text{ если } x > x_0 + 2\sigma,$$

где  $Y_1 = h_0 \cdot \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}\right]$  – большой гаусс, описывает пик полного поглощения;

$Y_2 = \frac{h_0 \cdot h_2}{\pi} \cdot \left[1 + \frac{b}{\sigma} \cdot (x - x_n)\right] \cdot \text{arcctg}\left[\left(x - x_0 + k\sigma\right) \cdot \frac{m}{\sigma}\right]$  – подставка под пиком, описывает скачок фона,  $h_2$  – амплитуда полки (в единицах  $h_0$ ),  $b$  – ее наклон;

$Y_3 = h_0 \cdot h_1 \cdot \exp\left[-\frac{(x-x_0+t\sigma)^2}{2\sigma^2}\right]$  – малый гаусс, описывает затяжку левого склона пика полного поглощения;  $h_1$  – амплитуда малого гаусса (в единицах  $h_0$ );



$Y_4 = h_0 \cdot h_1 \cdot \exp\left[\frac{\alpha\omega}{\sigma^2} \cdot (x - x_0 + t\sigma + \frac{\alpha\omega}{2})\right]$  – экспонента, “пришиваемая” к левому склону

малого гаусса,  $\alpha$  – расстояние от точки “пришития” экспоненты до положения центра тяжести малого гаусса (в единицах  $\omega$ ),  $\omega$  – ПШПВ;

$F = A + B(x - x_n)$  – полином, описывающий гладкий фон;  $A$  и  $B$  – параметры фона,  $x_n$  – начальный канал обработки участка спектра.

Константы  $m$ ,  $k$ ,  $t$  и  $b$  выбираются:  $m = \sigma$ ;  $k = 3.5$ ;  $t = 2$ ;  $b = 0$ .

Аппроксимация пика по этой модели осуществляется нелинейным МНК. При нахождении площади пика используются параметры, найденные в результате аппроксимации. Для этого из спектра вычитается гладкий фон, а площадь вычисляется суммированием в пределах  $x_1 \leq x \leq x_r$ , где  $x_1 = x_0 - 3\sigma$ ,  $x_r = x_0 + 5\sigma$ . Далее к полученной площади добавляются площади “хвостов” малого и большого гауссов, лежащие слева от  $x_1$ , и вычитается площадь ступени от арктангенса, лежащая справа от  $x_1$ .

В суммарной погрешности площади пика учитываются статистические погрешности экспериментальных данных, погрешности определения параметров фона ( $\Delta A$ ,  $\Delta B$ ) и остальных параметров.

Идентификация радионуклидов проводится с учетом изотопного анализа загружаемой библиотеки нуклидов. Пик приписывается нуклиду, если энергия пика попадает в интервал  $(E - \Delta, E + \Delta)$ , где  $E$  – энергия линии из библиотеки нуклидов,  $\Delta$  – окно идентификации. В качестве окна идентификации выбирается максимум из двух величин: окна идентификации, заданного как параметр обработки, и 0.1 значения ПШПВ. При этом пик приписывается нуклиду только в том случае, если энергия библиотечной линии лежит в пределах этого пика в интервале  $(E_{\text{centr}} - \text{ПШПВ}/2, E_{\text{centr}} + \text{ПШПВ}/2)$ , где  $E_{\text{centr}}$  – энергия в центре тяжести пика. Другие линии этого же нуклида, которые не попадают в окно идентификации, но попадают в пик в интервале  $(E_{\text{centr}} - \text{ПШПВ}/2, E_{\text{centr}} + \text{ПШПВ}/2)$ , считаются также присутствующими в нем. Нуклид считается идентифицированным, если процент, который составляет сумма квантовых выходов его линий, обнаруженных в спектре, от суммы квантовых выходов всех его линий из текущей библиотеки, превышает заданный пользователем процент идентификации. Критериями достоверности получаемой площади фотопика являются минимальная погрешность и  $\chi^2$ , а также визуальное соответствие подгоночной функции и экспериментальных данных (рис. 5).

## Аттестация

Разработанный авторами гамма-спектрометрический комплекс прошел метрологическую аттестацию в Государственном научном метрологическом центре “ВНИИФТИ” Госстандарта России (свидетельство № 48810.93350 от 12.08.99). По результатам аттестации комплекс предназначен для измерений:

- активности точечных источников гамма-излучения;
- активности гамма-излучающих радионуклидов естественного и техногенного происхождения в объемных пробах (сосуд Мариннели и чашка Петри объемами 1000 и 200 см<sup>3</sup>, соответственно) с учетом плотности вещества в пробе.

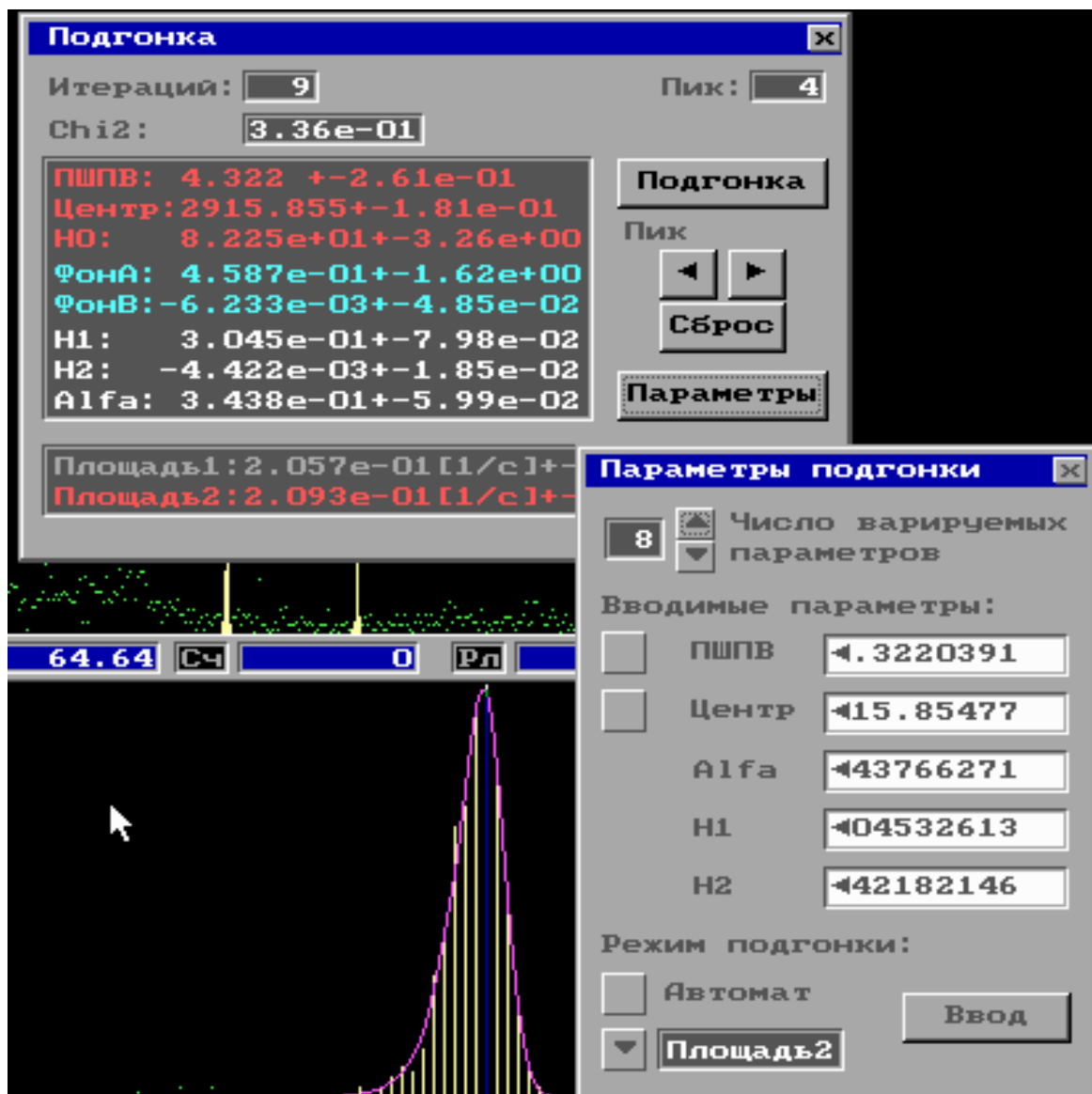


Рис 5. Пример обработки площади фотопика.

## Представление информации

Непосредственно полученные результаты с радиометра при обсчете детекторов дают число импульсов за выбранный интервал времени, а в результате обработки аппаратурных спектров с полупроводникового детектора получается скорость счета в фотопике полного поглощения. Разработанная авторами программа обработки получаемых результатов позволяет рассчитать активности нуклидов в образцах, скорости ядерных реакций, используя загружаемые библиотеки нуклидов и активационных детекторов. В библиотеке детекторов учитываются индивидуальные характеристики каждого детектора: масса, коэффициент самопоглощения излучения в самом образце, распространенность базового изотопа, из которого состоит детектор, доля его в общей массе детектора (в случае компаунд-детекторов) и т.п. Программа обработки позволяет рассчитывать погрешности получаемых результатов.

## Прикладная область применения пороговых активационных детекторов

Некоторые из перечисленных в табл. 1 активационных детекторов находят применение при решении практических задач радиационной физики и дозиметрии.

Из работы [9] известно применение родиевого детектора в качестве аварийного дозиметра в нейтронных полях излучения. Сечение реакции  $^{103}\text{Rh}(n,n')^{103\text{m}}\text{Rh}$  аналогично энергетической зависимости удельной тканевой кермы нейтронов в области энергии выше  $\sim 1$  МэВ, что позволяет измерять тканевую керму быстрых нейтронов.

При измерении числа протонов по активации фольг на ускорителях протонов используются реакции  $\text{Al}(p,x)$  с образованием  $^7\text{Be}$ ,  $^{22}\text{Na}$  и  $^{24}\text{Na}$  на алюминии и  $\text{Cu}(p, spall)$  с образованием  $^{24}\text{Na}$  на меди. Большой объем информации по сечениям этих реакций в широком диапазоне энергий позволяет решать задачу мониторинга пучков протонов [10].

Применение полупроводникового гамма-спектрометра с высоким энергетическим разрешением, совершенствование методов математической обработки аппаратурных спектров позволяют работать со “сложными” активационными детекторами. К числу таких детекторов можно отнести висмутовый детектор. На висмуте наблюдается целый ряд пороговых реакций:  $(n,2n)$ ,  $(n,3n)$ ,  $(n,4n)$ , ...  $(n,9n)$ , продуктами которых являются радионуклиды  $^{208}\text{Bi}$ ,  $^{207}\text{Bi}$ ,  $^{206}\text{Bi}$ , ...  $^{201}\text{Bi}$ , соответственно. Эти радионуклиды отличаются периодами полураспада (от часов до нескольких лет), большим количеством гамма-линий в спектре [6]. Все эти реакции имеют сравнительно большое сечение. Наибольший интерес представляет реакция  $^{209}\text{Bi}(n,3n)^{207}\text{Bi}$ , продукт которой  $^{207}\text{Bi}$  имеет период полураспада  $T_{1/2}=38$  лет и характеризуется линиями  $E_\gamma=569.7$  кэВ с большим выходом 97.8% и  $E_\gamma=1064$  кэВ с выходом 74.9%. Следовательно, эта реакция при знании сечения реакции может быть использована как монитор флюенса нейтронов при длительных облучениях  $T_{\text{обл}}$ , когда  $T_{\text{обл}} \ll T_{1/2}$ . Так, в эксперименте по изучению радиационной стойкости материалов в течение 19 суток было проведено облучение сцинтилляторов вблизи мишени (блок М27) синхротрона У-70. Перед сцинтиллятором была установлена Al-фольга и висмутовый детектор. По окончании эксперимента Al-фольга и висмутовый детектор были обчисланы на полупроводниковом гамма-спектрометре. Полученные значения активностей  $^7\text{Be}$ ,  $^{22}\text{Na}$  и  $^{207}\text{Bi}$  были использованы при расчете флюенса нейтронов с энергиями выше пороговой. Эффективные сечения пороговых реакций на Al с образованием  $^7\text{Be}$  и  $^{22}\text{Na}$  взяты из [10], а на Bi с образованием  $^{207}\text{Bi}$  получены в результате свертки сечения реакции  $^{209}\text{Bi}(n,3n)^{207}\text{Bi}$  [11] со спектром вблизи мишени М27 [4]. Результаты представлены в табл. 3.

**Таблица 3. Зависимость флюенса нейтронов от пороговой энергии  $E_{\text{пор}}$**

Детектор→радионуклид	$E_{\text{пор}}$ , МэВ	$\sigma_{\text{эфф}}$ , мб	Флюенс, н/см <sup>2</sup>
$^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{207}\text{Bi}$	~20	160	$2.8 \cdot 10^{14}$
$^{27}\text{Al} \rightarrow ^{22}\text{Na}$	~30	10	$2.0 \cdot 10^{14}$
$^{27}\text{Al} \rightarrow ^7\text{Be}$	~50	8.5	$1.2 \cdot 10^{14}$

Проведенные измерения позволяют сделать вывод о возможности использования Bi-детектора в качестве монитора флюенса нейтронов в экспериментах по изучению радиационной стойкости материалов и изделий, учитывая его способность интегрировать информацию; нижний порог измеряемого флюенса нейтронов  $\sim 10^{12}$  н/см<sup>2</sup>.

## Список литературы

- [1] Ломакин С.С., Петров В.И., Самойлов П.С. Радиометрия нейтронов активационным методом. – М.: Атомиздат, 1975.
- [2] Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С., Тихонов Е.Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. – М.: Атомиздат, 1976.
- [3] Hoffman L., Sullivan A.H. //Nucl. Instrum. and Meth., 32, 63 (1965).
- [4] Белогорлов Е.А., Луканин В.С. Активационная спектрометрия рассеянных адронов в диапазоне энергий от тепловых до 70 ГэВ на ускорителе ИФВЭ.- В кн.: Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц, 4-е. Москва. 1974. Труды... т.2. – М.: Наука, 1975, с. 236-239.
- [5] Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. – М.: Атомиздат, 1968.
- [6] Схемы распада радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения. Публикация 38 МКРЗ. – М.: Энергоатомиздат, 1987.
- [7] Волынчиков А.И. и др. – Препринт ИФВЭ 83-86, Серпухов, 1983.
- [8] Кашуба И.Е. и др. Экспресс-программа обработки экспериментальных спектров. – Препринт КИЯИ-83-1, Киев, 1983.
- [9] Крайтор С.М. Дозиметрия при радиационных авариях. – М.: Атомиздат, 1979.
- [10] Крупный Г.И., Снитко Д.В., Янович А.А. – Препринт ИФВЭ 2000-13, Протвино, 2000.
- [11] Rose P. “ENDF-201:ENDF/B-VI summary documentation”, Technical Report No. BNL-NCS-17541, Brookhaven National Laboratory, National Nuclear Data Center, Upton, NY (1991).

*Рукопись поступила 11 июля 2000 г.*

Г.И. Крупный, Г.Н. Стеценко, А.А. Янович

Методические вопросы использования пороговых активационных детекторов в радиационных исследованиях на ускорительном комплексе ИФВЭ.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы Word.

Редактор Л.Ф.Васильева

Технический редактор Н.В.Орлова

---

Подписано к печати 12.07.2000. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.

Печ. л. 1,25. Уч.– изд. л. 1. Тираж 130. Заказ 171. Индекс 3649.

ЛР №020498 от 17.04.97.

---

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий,  
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

---

ПРЕПРИНТ 2000-30, ИФВЭ, 2000

---