

**РОССИЙСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ  
ЯДЕРНЫЙ ЦЕНТР  
ВНИИЭФ**

**Ю.И. Виноградов, О.П. Вихлянцеv, А.В. Курякин, А.М. Швецов**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ДИСКРИМИНАЦИИ  $\gamma$ -ФОНА  
В НЕЙТРОННОМ СПЕКТРОМЕТРЕ С ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫМ СЧЕТЧИКОМ  
ПРОТОНОВ ОТДАЧИ**

**ПРЕПРИНТ**

**Саров  
2005**

Цель работы заключалась в исследовании возможности расширения диапазона измерения нейтронных спектров в область низких энергий в полях смешанного n- $\gamma$  излучения за счет дискриминации  $\gamma$ -фона посредством разделения импульсов от протонов отдачи и электронов, индуцированных  $\gamma$ -излучением, при использовании пропорционального газового счетчика для спектрометрии нейтронов в смешанных полях нейтронного и  $\gamma$ -излучения.

С помощью цифрового осциллографа с памятью был получен массив данных о форме импульсов пропорционального газового счетчика при его облучении нейтронами и  $\gamma$ -квантами. В качестве источника смешанного нейтронного и  $\gamma$ -излучения использовался  $^{252}\text{Cf}$ , источником  $\gamma$ -излучения служили слои из набора образцовых спектрометрических  $\gamma$ -источников СОСГИ-М.

В результате математической обработки полученного массива данных показано, что существует возможность различения импульсов от протонов отдачи и электронов, образующихся при взаимодействии  $\gamma$ -квантов с веществом. При этом для источника смешанного излучения  $^{252}\text{Cf}$  нижняя граница рабочего диапазона нейтронного спектрометра может быть понижена до  $\approx 80$  кэВ.

Рис. 14, список лит. – 24 названия.

## ВВЕДЕНИЕ

Задача измерения спектров нейтронов различных источников довольно часто возникает в практике научных исследований. Одним из методов спектрометрии нейтронов является метод, основанный на регистрации протонов отдачи, возникающих при взаимодействии нейтронов с ядрами водорода, входящими в состав детектора. В качестве водородосодержащего детектора используются пластические сцинтилляторы, ионизационные камеры и пропорциональные счетчики.

В отделе 0404 ИЯРФ был разработан нейтронный спектрометр с пропорциональным газовым счетчиком протонов отдачи, который в течение ряда лет использовался в нейтронных измерениях. С его помощью на стенде ФКБН-2М проведены исследования спектров нейтронов утечки ряда критических систем [1, 2], а также измерены спектры нейтронов утечки из ванадиевых сфер различного диаметра с источником 14 МэВ нейтронов в центре [3, 4, 5].

Нейтронный спектрометр на базе пропорционального счетчика обладает рядом достоинств, к числу которых можно отнести широкий динамический диапазон по энергии регистрируемых нейтронов, хорошее энергетическое разрешение, возможность качественного восстановления нейтронных спектров при наличии развитого математического аппарата и т.д.

Недостатком пропорциональных газовых счетчиков является их чувствительность к  $\gamma$ -квантам, которые являются сопутствующим фоном практически в любых нейтронных измерениях. По этой причине измерения нейтронных спектров при энергиях ниже 0,5 МэВ затруднены, так как в экспериментальный аппаратный спектр вносятся искажения, которые приводят к получению некорректных восстановленных спектров нейтронов.

Следует подчеркнуть, что спектрометрия нейтронов ведется по протонам отдачи, возникающим при взаимодействии нейтронов с водородом, входящим в состав рабочего газа. Гамма-излучение регистрируется по электронам, возникающим в процессах взаимодействия  $\gamma$ -квантов со стенками и рабочим газом. Поэтому термины регистрация нейтронов и  $\gamma$ -квантов относятся соответственно к протонам отдачи и электронам.

В настоящее время возникла настоятельная необходимость в расширении диапазона измерений нейтронного спектрометра в области низких энергий, где требуется учитывать  $\gamma$ -фон. Уменьшить влияние  $\gamma$ -фона можно различными способами. Например путем физического экранирования  $\gamma$ -излучения или расчетным методом. Физическое экранирование позволяет существенно уменьшить  $\gamma$ -фон, но при этом возникают проблемы, связанные с искажением измеряемого нейтронного спектра. Расчетный метод учета  $\gamma$ -фона весьма сложен и обладает невысокой точностью.

Наилучшим методом дискриминации  $\gamma$ -фона является использование электронных средств, которые позволяют различать импульсы от протонов отдачи и электронов по их форме. Этот метод широко применяется с органическими сцинтилляционными детекторами и основан на значительном различии во времени высвечивания при возбуждении сцинтилляций протонами и электронами [6]. Идентификация частиц основана на анализе спада токового импульса ФЭУ, а точнее на анализе "быстрой" и "медленной" компонент затухания сцинтилляций. Промышленностью выпускается специальная модульная электронная аппаратура, которая позволяет решить эту задачу.

Что касается дискриминации  $\gamma$ -фона при спектрометрии нейтронов с помощью пропорционального счетчика протонов отдачи, то Беннетом в 1962 году был предложен метод разделения, основанный на анализе времени нарастания импульса, снимаемого с анода счетчика [7]. В научной литературе имеется достаточно много публикаций, посвященных схмотехническим решениям дискриминации  $\gamma$ -фона, однако эти разработки являются уникальными, ориентированными на вполне конкретные конструкции счетчиков. Именно это препятствовало широкому применению этого метода дискриминации  $\gamma$ -фона в нейтронной спектрометрии с помощью пропорциональных счетчиков протонов отдачи.

Следует отметить, что в СССР был разработан и серийно выпускался спектрометр нейтронов СЭН2-02, комплектуемый счетчиками протонов отдачи СМН-38 и СМН-39 и оснащенный блоком дискриминации  $\gamma$ -импульсов [8, 9]. Этот прибор позволял измерять энергетические спектры стационарных полей нейтронов в диапазоне энергий от 0,01 до 15 МэВ в присутствии  $\gamma$ -фона. В настоящее время специальная электронная аппаратура для дискриминации фона  $\gamma$ -излучения при спектрометрии нейтронов с помощью пропорциональных счетчиков промышленно не выпускается.

Прежде чем разрабатывать электронную аппаратуру дискриминации  $\gamma$ -фона для нейтронного спектрометра отдела 0404, следовало проанализировать различия в форме импульсов от протонов отдачи и электронов для пропорционального счетчика, входящего в состав спектрометра. Следует заметить, что параметры формы импульса зависят от конкретной конструкции счетчика и режимов его эксплуатации (размеры, давление газа, величина высокого напряжения и т.д.).

В настоящей работе описывается нейтронный спектрометр на базе пропорционального счетчика, экспериментальные исследования формы импульсов от протонов отдачи и электронов, результаты анализа полученного массива данных, позволяющие выбрать метод разделения и оценить нижнюю границу рабочего диапазона спектрометра в случае применения дискриминации  $\gamma$ -фона.

## 1. НЕЙТРОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР НА БАЗЕ ПРОПОРЦИОНАЛЬНОГО СЧЕТЧИКА

Блок-схема нейтронного спектрометра на базе пропорционального счетчика приведена на рис. 1. В его состав входит пропорциональный счетчик, блок высокого напряжения (БВН), зарядочувствительный предусилитель (ПУ), спектрометрический усилитель (СУ), аналого-цифровой преобразователь (АЦП), интерфейсный блок для подключения АЦП к КАМАК-магистрале (АЦП/КАМАК), крейт-контроллер (КК) и персональный компьютер (ПК). В состав спектрометра входит программное обеспечение, необходимое для накопления и сохранения аппаратурных спектров. Обработка аппаратурных спектров и восстановление нейтронных спектров осуществляются программой UFONIM (UnFolding of Neutrons spectra with the aid of Iteration Matrix methods – восстановление нейтронных спектров с помощью итерационных матричных методов).

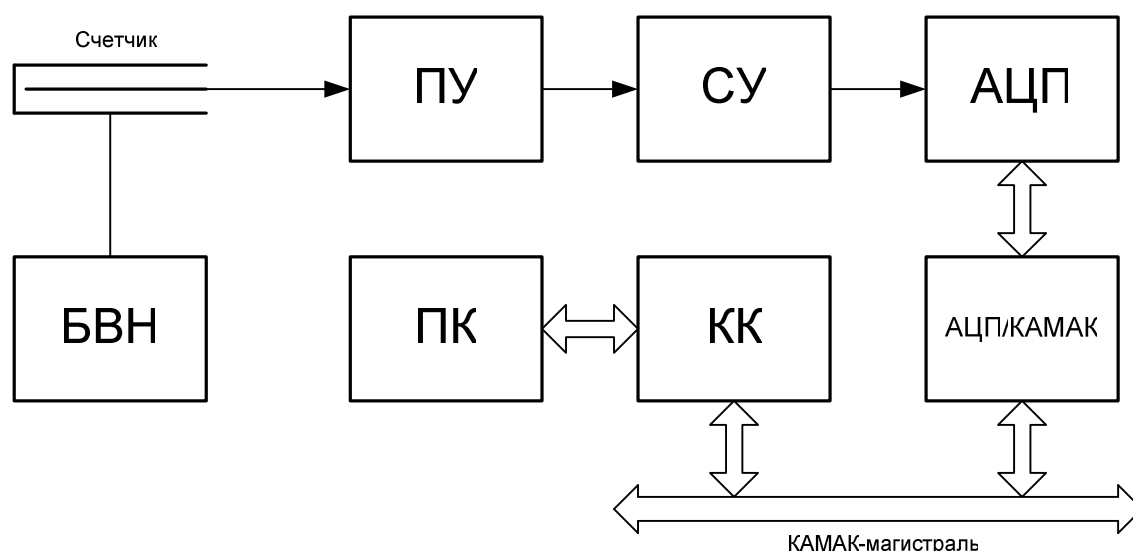


Рис. 1. Блок-схема нейтронного спектрометра.

БВН - блок высокого напряжения; ПУ - зарядочувствительный предусилитель;  
СУ - спектрометрический усилитель; АЦП - амплитудно-цифровой преобразователь;  
АЦП/КАМАК - интерфейсный блок; КК - крейт-контроллер; ПК - персональный компьютер

Рассмотрим компоненты и характеристики нейтронного спектрометра более подробно. Устройство счетчика, входящего в состав нейтронного спектрометра, показано на рис. 2. Внешний электрод (катод) имеет цилиндрическую форму и изготовлен из нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т. Длина его составляет 1 м, внутренний диаметр 75 мм, толщина стенки равна 1 мм. Внутренняя поверхность катода по всей длине тщательно отполирована. Вдоль оси счетчика натянута вольфрамовая нить (анод) диаметром 40 мкм, которая служит собирающим электродом. Для предотвращения провисания анод закреплен так, что находится под действием натяжения небольшой пружины.

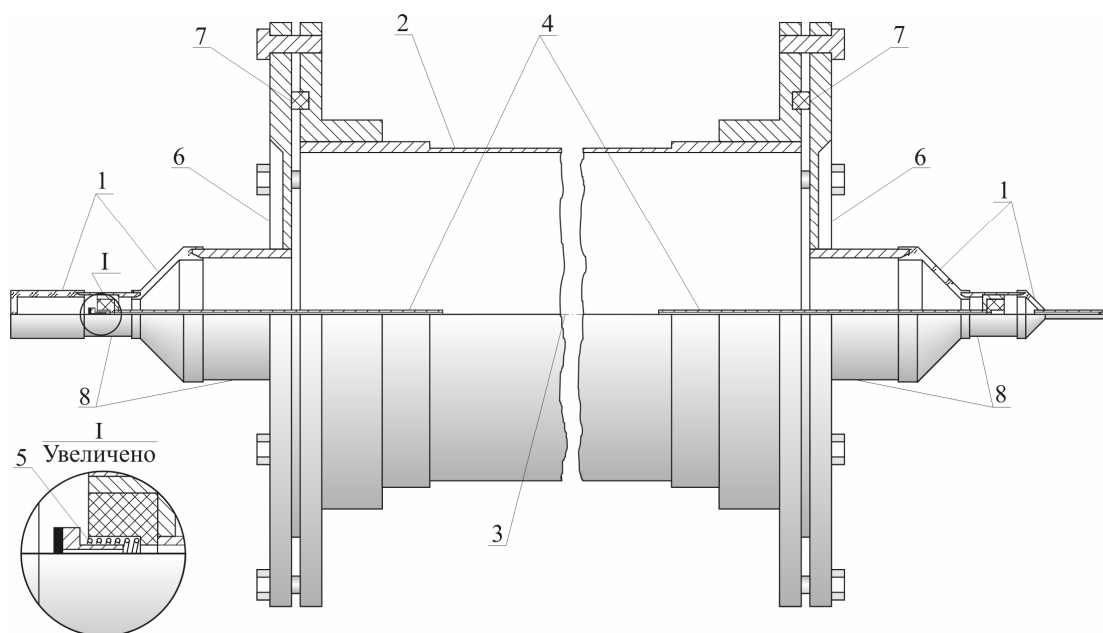


Рис. 2. Конструкция пропорционального счетчика.

- 1 - стеклянные изоляторы; 2 - катод, внутренний диаметр 75 мм, длина 1 м;  
 3 - анод, диаметр 40 мкм; 4 - охранные трубки; 5 - пружина;  
 6 - фланцы, 7 - фторопластовые уплотнения; 8 - детали из кобальта

Счетчик заполнен метаном до давления 3 атм. Для энергетической калибровки шкалы анализатора, определения энергетического разрешения и коэффициента газового усиления в счетчик добавлено небольшое количество  $^3\text{He}$ . С целью исключения влияния на выходной сигнал внешних электромагнитных наводок счетчик окружен цилиндрическим дюралюминиевым экраном с толщиной торцевых стенок 1 мм и боковых стенок 3 мм.

На катод счетчика подается высокое напряжение  $\approx 3$  кВ. В качестве блока высокого напряжения используется регулируемый источник высоковольтного питания модели 3106D (фирма Canberra). Импульсы тока, снимаемые с анода счетчика, усиливаются зарядочувствительным предусилителем с резистором обратной связи модели 1005A (фирма POLON). Дальнейшее усиление и формирование импульсов обеспечивается быстрым спектрметрическим усилителем модели 2024 (фирма Canberra), обеспечивающим восстановление базовой линии и режекцию наложений. Анализ амплитуды импульсов осуществляется аналого-цифровым преобразователем модели 8701 (фирма Canberra), обеспечивающим прием сигнала режекции наложений со спектрметрического усилителя типа 2024. Доступ к данным, зарегистрированным аналого-цифровым преобразователем со стороны КАМАК-магистрали крейта, обеспечивается интерфейсным модулем АЦП/КАМАК. Для связи КАМАК-крейта с персональным компьютером используется крейт-контроллер ПКК4, разработанный во ВНИИЭФ и в течение ряда лет используемый для организации ядерно-физических систем регистрации на базе

КАМАК-аппаратуры. Программное обеспечение для сбора данных создано на базе пакета CRW-DAQ, разработанного для автоматизации физических измерений и экспериментальных установок [10]. Этот пакет широко используется при организации спектрометрических систем регистрации в ядерно-физических измерениях, проводимых на ускорителях ЛУ-50 и ЭГП-10. На его основе созданы системы контроля и управления целого ряда сложных исследовательских установок, предназначенных для проведения научных исследований в самых различных областях [11]. Это стенд для изучения проницаемости и диффузии изотопов водорода ПРОМЕТЕЙ (ВНИИЭФ), установка для исследований мюонного катализа ядерных реакций синтеза ТРИТОН и установка для исследования нейтронно-избыточных ядер ACCULLINA (ОИЯИ, г.Дубна), электромагнитный калориметр PHOS (ЦЕРН).

Нижний предел измеряемых спектров нейтронов равен 50 кэВ, верхний предел простирается до 8 МэВ, хотя в работе [4] измерения были проведены до 14 МэВ. Эффективность регистрации нейтронов, исследованная для источника нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , равна  $\approx 13,9\%$ .

Сечение экзотермической ( $Q=0,764$  МэВ) реакции  $^3\text{He}(n,p)\text{T}$  для тепловых нейтронов составляет  $\approx 5316$  барн и резко спадает при увеличении энергии нейтронов. Поэтому небольшое количество  $^3\text{He}$ , добавленное к рабочему газу, позволяет проводить энергетическую калибровку шкалы спектрометра и определять его энергетическое разрешение при облучении счетчика тепловыми нейтронами. На рис. 3 приведен аппаратурный спектр, полученный на источнике тепловых нейтронов (нейтронный источник  $^{252}\text{Cf}$  с выходом  $\approx 3 \cdot 10^7$  нейтр./с., помещенный в парафиновый блок) за 20 минут. Расстояние между источником и счетчиком составляло  $\approx 1,5$  м. В аппаратурном спектре наблюдается пик, соответствующий энергии 0,764 МэВ. Спектр от нулевого канала до теплового пика обусловлен регистрацией сопутствующих  $\gamma$ -квантов и незамедленных нейтронов.

Экспериментально измеренный аппаратурный спектр в области теплового пика аппроксимирован распределением Гаусса. Положение центра пика  $k_0=102,6$  и его ширина на половине высоты определялись с учетом подложки, описываемой полиномом 1 степени.

Энергетическая калибровка шкалы анализатора проводится по формуле:

$$E(k) = \frac{0,764}{k_0 - \Delta k} \cdot (k - \Delta k), \quad (1)$$

где  $k$  – текущий номер канала;  $\Delta k$  – смещение нуля шкалы.

Энергетическая калибровка шкалы проводилась в предположении о линейной зависимости между энергией ионизирующей частицы и соответствующим ей каналом анализатора. В свою

очередь линейность электронного канала и АЦП проверяется с помощью прецизионного генератора импульсов точной амплитуды (модель 8210, Canberra).

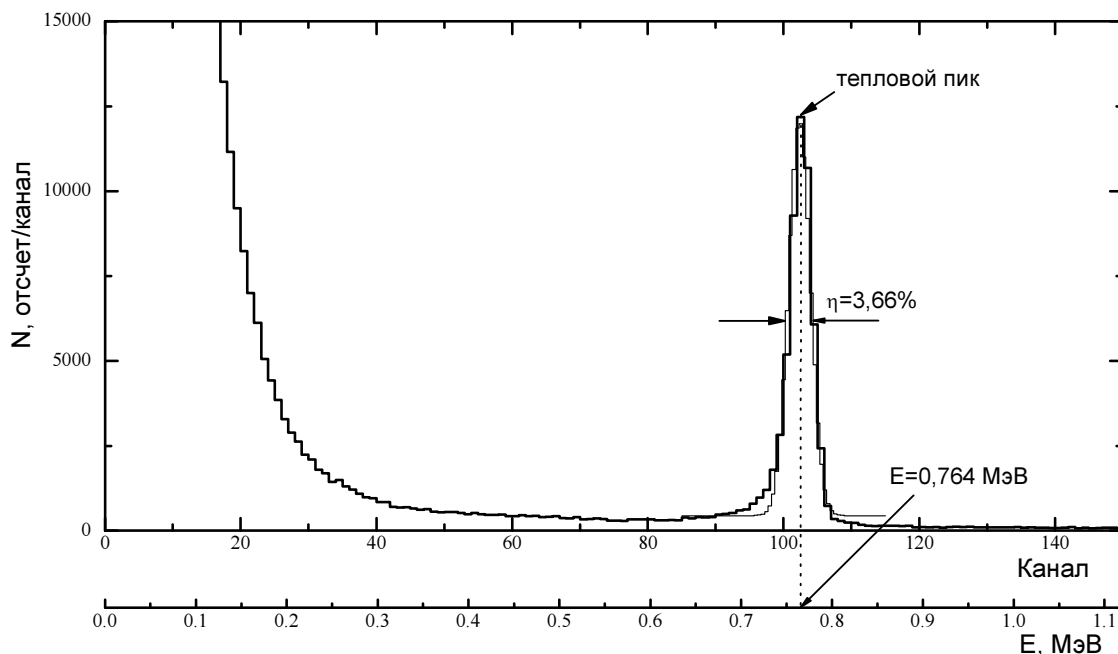


Рис. 3. Энергетическая калибровка шкалы анализатора и определение энергетического разрешения по тепловому пику реакции  ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$ .

— - экспериментальные данные;

— - аппроксимация теплового пика распределением Гаусса

Относительное энергетическое разрешение счетчика определяется как отношение полной ширины (в единицах энергии) теплового пика на половине высоты к энергии теплового пика и для данного случая составило  $\eta \approx 3,66\%$ . Такое разрешение получено при значении напряжения на катоде 2,7 кВ. При меньших и больших напряжениях разрешение становится несколько хуже. Это объясняется следующими причинами. При небольших напряжениях счетчик работает в режиме ионизационной камеры, где на разрешение влияют зависимость амплитуды импульса от места образования первичных носителей заряда, процессы рекомбинации и диффузии. При увеличении напряжения, в области пропорциональности, влияние отмеченных эффектов ослабевает, и разрешение достигает своего наилучшего значения. При достаточно больших напряжениях на энергетическом разрешении начинают сказываться главным образом нестабильность высоковольтного источника и эффект пространственного насыщения заряда (см. ниже).

Наличие теплового пика является весьма удобным фактором и для определения коэффициента газового усиления (К.Г.У.) при работе счетчика в пропорциональном режиме.



Известно, что при увеличении напряжения на катоде собираемый со счетчика заряд возрастает, а затем эта зависимость выходит на плато, где счетчик работает в режиме насыщения. При дальнейшем повышении напряжения вблизи анода (где высока напряженность электрического поля) начинается размножение первичных электронно-ионных пар и счетчик начинает работать в пропорциональном режиме. При этом коэффициент газового усиления сильно зависит от приложенного напряжения. Практически К.Г.У. определяется как отношение амплитуды импульсов от частиц с одинаковой ионизацией при данном напряжении к амплитуде при работе счетчика в режиме насыщения. При измерении спектров нейтронов в широком динамическом диапазоне (до 10 МэВ) К.Г.У. нельзя делать очень большим. Дело в том, что при регистрации протонов отдачи больших энергий и при больших К.Г.У. в области ударной ионизации (вблизи анода) собирается очень много электронно-ионных пар. Они буквально окружают анод облаком, экранируют электрическое поле счетчика, препятствуют рассасыванию зарядов и таким образом уменьшают эффективный К.Г.У., что приводит к искажению (уменьшению) амплитуды сигнала. Это явление называется пространственным насыщением заряда. Опытным путем было установлено, что оптимальным значением для используемого счетчика является величина К.Г.У.<40.

Как уже упоминалось, восстановление нейтронных спектров проводится с помощью программы UFONIM, написанной на языке FORTRAN-90. Восстановление сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода, которое в условиях реального эксперимента при дискретности входящих в него величин сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений:

$$\sum_{j=1}^m G_{ij} \cdot U_j = S_i, \quad (2)$$

где  $G$  – матрица отклика детектора,  $S$  – измеренный аппаратурный спектр,  $U$  – искомый спектр нейтронов.

Для решения задач подобного типа, относящихся к классу некорректных, в последние годы развит ряд методов, наиболее распространенными из которых стали: методы регуляризации Тихонова [12], Лаврентьева [13] и итерационные методы Скофилда-Голда [14, 15], метод направленного расхождения (Тараско) [16, 17] и др. В программе UFONIM спектры нейтронов восстанавливаются с помощью итерационного метода направленного расхождения. Для работы программы необходима матрица отклика счетчика, экспериментальный аппаратурный спектр и первое приближение искомого нейтронного спектра. Кроме того, если имеется какая-либо априорная информация об искомом спектре, она должна быть отражена в спектре первого приближения. Если же искомый спектр не имеет резких пиков и провалов, в качестве первого

приближения в некоторых случаях можно использовать даже спектр-константу: при достаточно большом числе итераций конечный спектр в смысле суммы квадратов невязок имеет высокое качество.

Для вычисления матрицы отклика счетчика на языке FORTRAN-90 составлена программа SUPREMAC – Stringent Universal Program for REsponse MAtrix Calculation (строгая универсальная программа для расчета матриц отклика). При расчете матрицы учитываются практически все физические процессы, протекающие в счетчиках подобного типа: стеночный и концевой эффекты для продуктов реакций в газе счетчика, многократное рассеяние нейтронов, плавный спад коэффициента газового усиления вблизи мертвых областей, "размытие" энергии продуктов реакций и т.д. Расчет энергий и углов рассеяния вторичных частиц проводится на основе кинематических соотношений с использованием данных по сечениям и угловым распределениям из библиотеки ядерных констант ENDF/B-VI. Источник нейтронов, для которого вычисляется матрица, может быть точечным с произвольным расположением относительно счетчика, параллельным с произвольным направлением потока нейтронов относительно оси счетчика, дисковым или сферическим.

В последнее время в программу расчета матрицы введены усовершенствования. Если раньше рассматривались только реакции нейтронов с ядрами газов-наполнителей счетчика, то теперь дополнительно учитываются взаимодействия с ядрами-компонентами всех деталей детектора: стальным корпусом, стеклянными изоляторами, алюминиевым экраном, коваровыми патрубками, фторопластовыми уплотнителями и т.д. Кроме того, в настоящее время матрица отклика может рассчитываться с переменным энергетическим шагом как по нейтронам, так по продуктам реакций. Развитие этой идеи оказалось весьма полезным, потому что для восстановления спектров достаточно расчета одной матрицы, в которой энергетический шаг для малых энергий нейтронов и ядер отдачи более мелкий, а энергетическая шкала во всем диапазоне совпадает со шкалой, в которой представляются конечные результаты по восстановленным нейтронным спектрам.

## **2. НЕОБХОДИМОСТЬ ДИСКРИМИНАЦИИ $\gamma$ -ФОНА**

Излучение практически любого источника нейтронов сопровождается испусканием сопутствующих  $\gamma$ -квантов. Большинство детекторов, используемых для регистрации нейтронов, чувствительно и к  $\gamma$ -излучению. Поэтому  $\gamma$ -фон при измерении спектров нейтронов может вносить искажения в аппаратные спектры, а затем и в восстанавливаемые нейтронные распределения.

Эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов пропорциональным газовым счетчиком прежде всего зависит от площади внутренней поверхности, материала и толщины стенок счетчика, а

также от состава и давления рабочего газа и др. Для счетчика нейтронного спектрометра были проведены измерения на источнике  $^{60}\text{Co}$ , спектр  $\gamma$ -излучения которого состоит в основном из двух линий 1,17 МэВ и 1,33 МэВ. Аппаратурный спектр, зарегистрированный спектрометром от источника  $^{60}\text{Co}$ , представляет собой спадающую экспоненту и имеет верхний энергетический предел по шкале энергий протонов отдачи, равный 0,5 МэВ. Исследования с другими источниками  $\gamma$ -квантов дали аналогичный результат, как по форме спектра, так и по верхнему пределу регистрации.

Влияние  $\gamma$ -фона на энергетические аппаратурные спектры, полученные для нейтронного источника  $^{252}\text{Cf}$ , показано на рис. 4. Символами представлены экспериментальные данные, а гистограммой изображена расчетная кривая, полученная с помощью вычисления по программе SUPREMAC. Кривые нормированы по одинаковому значению интеграла в области энергий выше 0,5 МэВ, где регистрируются только импульсы от нейтронов.

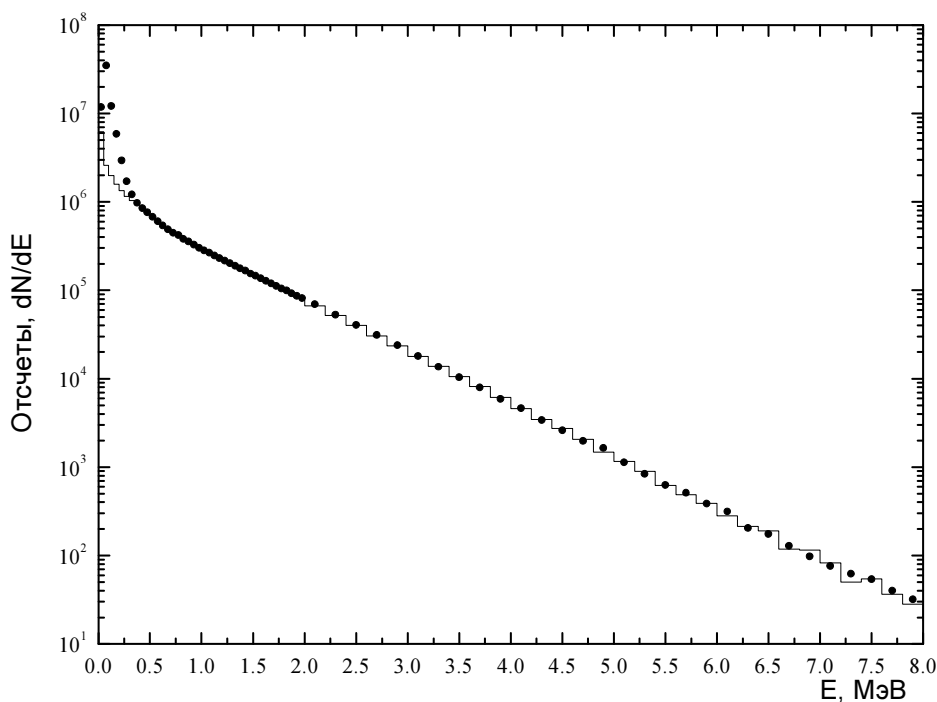


Рис. 4. Аппаратурные спектры счетчика при облучении его в поле источника  $^{252}\text{Cf}$ .

• - экспериментальные данные; — - расчет по программе SUPREMAC

Как видно из рисунка, при энергии ниже 0,5 МэВ экспериментальные данные лежат выше расчетной кривой. Это отличие как раз и обусловлено регистрацией сопутствующих  $\gamma$ -квантов, вылетающих из  $^{252}\text{Cf}$ . По оценке, полученной на основании данных из [18], соотношение между количеством  $\gamma$ -квантов и нейтронов, вылетающих из источника  $^{252}\text{Cf}$  при его спонтанном делении, составляет  $N_\gamma/N_n \approx 2,5$ . Аппаратурный спектр используемого счетчика обусловлен в основном

регистрацией импульсов от протонов отдачи. Такие спектры являются монотонно спадающими. Из-за сходства с механизмом формирования аппаратурного спектра, обусловленного регистрацией электронов отдачи (от  $\gamma$ -квантов), спектр от  $\gamma$ -квантов также спадающий. Но так как пробеги электронов отдачи гораздо больше пробегов протонов, электроны регистрируются только в области малых энергий аппаратурного спектра, а наклон спектра от электронов отдачи гораздо больше. Поэтому, несмотря на относительно небольшое значение  $N_\gamma/N_n \approx 2,5$  и, вообще говоря, низкую по сравнению с нейтронами эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов, на начальном участке аппаратурного спектра соотношение между количеством импульсов, зарегистрированных от  $\gamma$ -квантов и нейтронов, может оказаться значительным. Так, например, в интервале энергий  $0,05 \div 0,1$  МэВ (см. рис. 4) соотношение количества импульсов от электронов и протонов отдачи достигает величины  $\approx 12$ . Поэтому, если не предприняты попытки учета  $\gamma$ -фона, восстановленный спектр нейтронов в области малых энергий, как правило, оказывается искаженным.

До настоящего времени учет  $\gamma$ -фона при восстановлении нейтронных спектров проводился расчетным путем. Для этого по известному заранее спектру  $\gamma$ -квантов исследуемого источника по специальной программе вычислялся аппаратурный спектр счетчика, обусловленный регистрацией  $\gamma$ -квантов. Затем, зная количество нейтронов, попавших в счетчик за время измерения, и соотношение между количеством испускаемых из источника нейтронов и  $\gamma$ -квантов, из экспериментального аппаратурного спектра вычитался вычисленный аппаратурный спектр, обусловленный регистрацией  $\gamma$ -квантов. После этого по полученному распределению восстанавливался нейтронный спектр.

Безусловно, расчетный метод учета  $\gamma$ -фона обладает своими преимуществами. Он не требует применения специальной регистрирующей аппаратуры и свободен от вносимых ею искажений. Однако, как показала практика работы со спектрометром, вычисление  $\gamma$ -отклика не всегда дает надежные результаты. Это может происходить из-за неточного знания формы исходного  $\gamma$ -спектра, соотношения между количеством вылетающих из источника  $\gamma$ -квантов и нейтронов и т.д. В частности, при вычитании  $\gamma$ -фона из аппаратурных распределений при измерении спектров нейтронов утечки критическихборок вычитается  $\gamma$ -фон только от мгновенных  $\gamma$ -квантов. Вклад запаздывающих  $\gamma$ -квантов плохо поддается вычислению. Кроме того, в спектре утечки из критической сборки могут присутствовать  $\gamma$ -кванты, которые не успели выветиться после предыдущих разгонов сборки до высоких значений выходов излучения. По этим причинам расчетный метод учета  $\gamma$ -фона зависит от условий эксперимента и не обеспечивает необходимой точности и надежности нейтронных спектров в области энергий ниже  $0,5$  МэВ.

Кардинальным решением этой проблемы является разработка и включение в состав нейтронного спектрометра электронной системы дискриминации  $\gamma$ -фона.

### 3. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И МЕТОДЫ ДИСКРИМИНАЦИИ $\gamma$ -ФОНА

Физические основы дискриминации  $\gamma$ -фона при спектрометрии нейтронов с помощью пропорциональных счетчиков достаточно полно изложены в работе Беннета [7]. При взаимодействии нейтрона с ядром водорода образуется протон отдачи. Пробег протона с энергией 0,5 МэВ в метане при давлении 3 атм. равен  $\approx 2,5$  мм. При взаимодействии  $\gamma$ -квантов с рабочим газом счетчика и материалом стенок образуются электроны. Пробег электрона с энергией 0,5 МэВ в метане при том же давлении составляет  $\approx 37,5$  мм, т.е. в  $\approx 15$  раз больше пробега протона. Таким образом, протон отдачи при своем движении в газе счетчика образует локализованный сгусток первичных электронно-ионных пар с высокой плотностью ионизации. В то же время трек от конверсионного электрона имеет значительную пространственную протяженность и, как следствие, большую длину радиальной составляющей с меньшей удельной ионизацией.

Первичные электроны, образованные ионизирующей частицей, достигают области ударной ионизации с разбросом по времени, который определяется длиной радиальной составляющей трека и скоростью дрейфа носителей заряда в электрическом поле счетчика. Кроме того, при движении сгустка электронов к аноду он расплывается вследствие процессов диффузии. Затем в сильном электрическом поле вблизи анода начинается размножение носителей заряда. Длительность импульса тока, снимаемого с анода, для протона отдачи будет существенно меньше, чем для электрона, индуцированного  $\gamma$ -квантом.

Это обстоятельство позволяет выполнять разделение импульсов от нейтронов и  $\gamma$ -квантов по форме их переднего фронта. Что касается технической реализации дискриминаторов по форме импульса для пропорциональных счетчиков, то все они базируются на двух методах – методе "деления" и методе "времени нарастания" [19].

В методе "деления" после обработки сигнала предусилителя получают импульс, пропорциональный скорости нарастания переднего фронта и импульс, пропорциональный ионизации. В результате деления этих импульсов специальной электронной схемой получают сигнал, амплитуда которого зависит от типа частицы (протон или электрон) и может использоваться для отбора соответствующих событий. В методе "времени нарастания" используется преобразование времени нарастания импульса счетчика в амплитуду сигнала, используемого для дискриминации  $\gamma$ -фона.

Электронные схемы  $\gamma$ -дискриминаторов для пропорциональных газовых счетчиков, основанные на этих методах и описанные в литературе, достаточно сложны [19, 20, 21, 22]. Поэтому, прежде чем проводить разработку схем дискриминации  $\gamma$ -фона для нашего нейтронного спектрометра, следовало изучить особенности формы импульсов при регистрации нейтронов и

$\gamma$ -квантов нашим пропорциональным счетчиком, выбрать метод разделения и путем математической обработки полученных данных оценить качество разделения и порог дискриминации  $\gamma$ -фона.

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ВОЗМОЖНОСТИ ДИСКРИМИНАЦИИ $\gamma$ -ФОНА

До проведения этих исследований нейтронный спектрометр был дополнен каналом регистрации формы импульса (рис. 5), который включал быстрый усилитель (БУ) модели 2111 (фирма Canberra) и цифровой осциллограф (ЦО) типа TDS-3034B (фирма Tektronix), подключенный к персональному компьютеру через интерфейс RS-232.

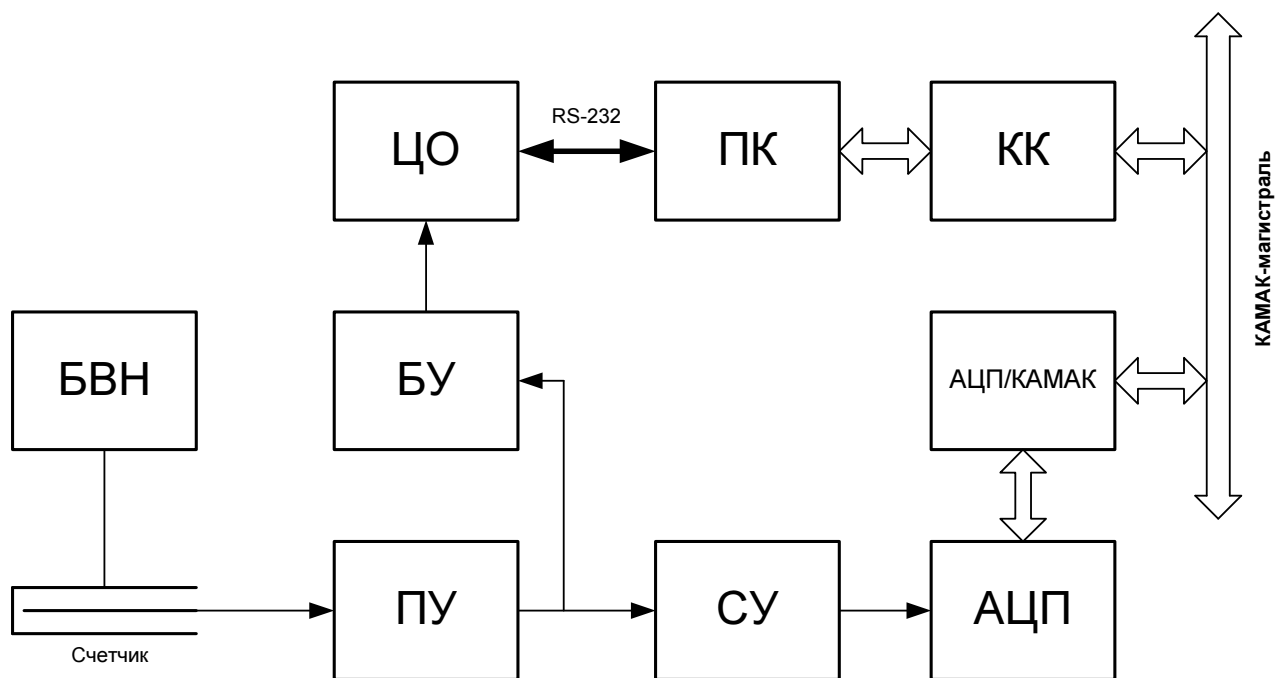


Рис. 5. Нейтронный спектрометр с каналом регистрации формы импульса.

БВН - блок высокого напряжения; ПУ - зарядочувствительный предусилитель;  
 СУ - спектрометрический усилитель; АЦП - амплитудно-цифровой преобразователь;  
 АЦП/КАМАК - интерфейсный блок; КК - крейт-контроллер; БУ - быстрый усилитель;  
 ЦО - цифровой осциллограф; RS-232 - интерфейс; ПК - персональный компьютер

Зарядочувствительный предусилитель 1105А имеет собственное время нарастания около 10 нс, что позволяет регистрировать форму переднего фронта выходного импульса практически без искажений. Время спада для этого предусилителя фиксировано и составляет 50 мкс, что может приводить к наложениям импульсов. Полоса частот быстрого усилителя лежит в пределах от 1 кГц

до 45 МГц. Запоминающий цифровой осциллограф TDS-3034B позволяет проводить оцифровку входного сигнала с частотой выборок до 100 МГц.

Для управления цифровым осциллографом и сбора данных была разработана специальная программа на базе программного пакета CRW-DAQ. Программа обеспечивала дистанционное управление осциллографом и позволяла в автоматическом режиме читать данные из памяти осциллографа и записывать осциллограммы импульсов на жесткий диск персонального компьютера. Для передачи каждой осциллограммы требовалось  $\approx 5$  с. Данные записывались в файл в виде текстовой таблицы время-амплитуда.

Рабочее напряжение счетчика было выбрано равным 3,2 кВ. Как было сказано выше, относительно величины энергетического разрешения счетчика самым оптимальным является напряжение 2,7 кВ, однако коэффициент газового усиления при напряжении 3,2 кВ в  $\approx 2,5$  раза больше, чем при напряжении 2,7 кВ. Это позволяло работать с лучшим значением отношения сигнал/шум.

Спектрометрический канал, включающий спектрометрический усилитель и аналого-цифровой преобразователь, использовался для настройки рабочего режима – измерения относительного энергетического разрешения счетчика в поле тепловых нейтронов и проведения энергетической калибровки шкалы анализатора.

При изучении формы импульсов осциллограф работал в режиме запуска входным сигналом, при этом устанавливался уровень запуска 30 мВ, соответствующий энергии  $\approx 0,05$  МэВ. Типичная осциллограмма усиленного сигнала с выхода зарядочувствительного предусилителя приведена на рис. 6 кривой черного цвета (о белой кривой будет сказано ниже, см. рис. 7). Передний фронт импульса обусловлен динамикой собирания образованного заряда, а задний фронт определяется постоянной спада предусилителя, равной 50 мкс.

Рассмотрим простейшую модель формирования импульса напряжения на выходе зарядочувствительного предусилителя, подключенного к аноду пропорционального счетчика. Передний фронт импульса формируется зарядочувствительным предусилителем с обратной RC-связью, который фактически является идеальным интегратором тока пропорционального счетчика. Выходной импульс предусилителя  $U(t)$  связан с током детектора  $i_d$  уравнением:

$$U(t) = L \int_0^t i_d(\tau) d\tau, \quad (3)$$

где  $L$  - коэффициент преобразования или зарядочувствительности. Для  $t$ , равного длительности импульса тока, амплитуда  $U$  пропорциональна собранному заряду, и если считать газовое усиление счетчика постоянным, пропорциональна энергии частицы, затраченной на ионизацию.

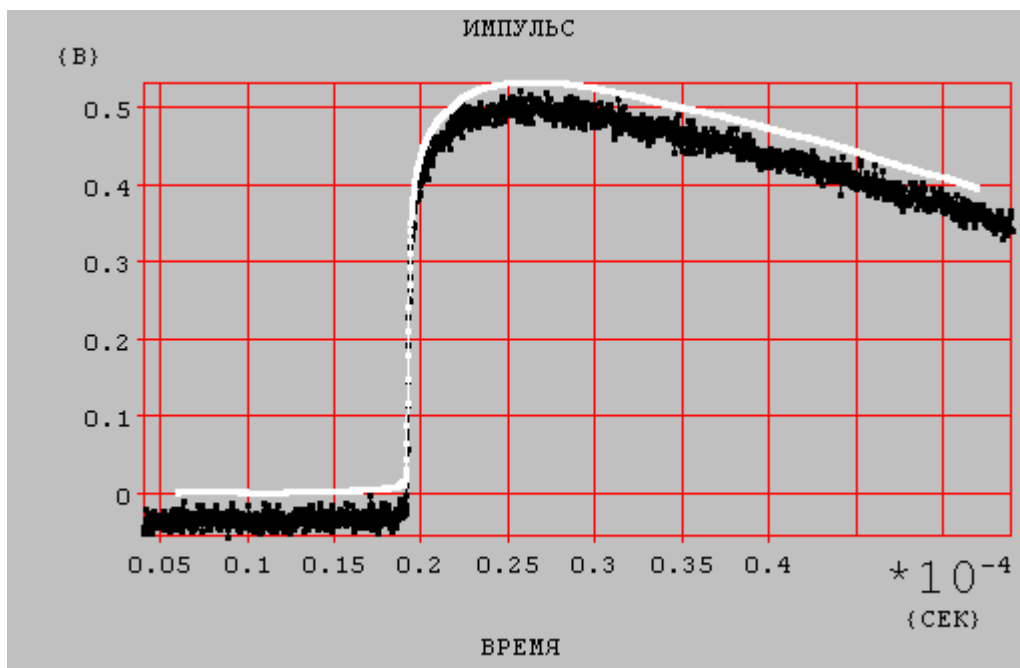


Рис. 6. Типичная форма импульса с выхода зарядочувствительного предусилителя.

Основную информацию, позволяющую разделять импульсы от нейтронов и  $\gamma$ -квантов, содержит передний фронт импульса и его величина в максимуме. Для получения хорошего временного разрешения была выбрана длительность развертки 5 мкс, при этом регистрировалась предыстория за время, равное 8% от выбранной развертки. Это позволяло достоверно определить нулевой уровень сигнала. Частота оцифровки составляла 50 МГц и, соответственно, в память осциллографа записывались координаты 2500 точек.

Измерения в смешанных полях нейтронного и  $\gamma$ -излучения проводились с источником  $^{252}\text{Cf}$ , который располагался на расстоянии  $\approx 1,5$  м от торца счетчика на его оси симметрии. Источником  $\gamma$ -квантов служил комплект СОСГИ-М. В состав комплекта входят 6 источников (в скобках указаны энергии наиболее интенсивных  $\gamma$ -линий):  $^{56}\text{Co}(0,511 \text{ МэВ})$ ,  $^{110\text{m}}\text{Ag}(0,658 \text{ МэВ})$ ,  $^{133}\text{Ba}(0,081 \text{ МэВ})$ ,  $^{152}\text{Eu}(0,122 \text{ МэВ})$ ,  $^{182}\text{Ta}(1,122 \text{ МэВ})$ ,  $^{192}\text{Ir}(0,316 \text{ МэВ})$ . Как видно из приведенных данных, энергия  $\gamma$ -излучения источников охватывает диапазон от  $\approx 0,08 \text{ МэВ}$  до  $\approx 1,1 \text{ МэВ}$ . Кроме указанных линий, в спектре излучения входящих в комплект изотопов присутствует большое число линий меньшей интенсивности. Если к тому же учесть наличие подложки в энергетических спектрах изотопов, то можно смело утверждать, что используемые  $\gamma$ -источники в совокупности охватывают широкий энергетический диапазон и испускают непрерывный спектр  $\gamma$ -квантов.

Необходимо отметить, что для представленных в настоящей работе исследований формы импульсов спектр  $\gamma$ -квантов используемого источника, вообще говоря, может быть произвольным. Единственным требованием является то, чтобы максимальная энергия квантов была не ниже



0,5 МэВ. Как было сказано ранее, именно в интервале  $0,0 \div 0,5$  МэВ счетчиком регистрируются  $\gamma$ -импульсы при измерении спектров различных источников.

Каждый источник из комплекта СОСГИ-М представляет собой герметичный диск диаметром 27 мм, с обоих торцов закрытый тонким слоем органической пленки. Для придания спектру  $\gamma$ -квантов, попадающих на счетчик, подобия спектра  $\gamma$ -излучения от критическихборок все 6 слоев складывались вместе и крепились в центре торца дюралюминиевого экрана счетчика.

Кроме измерений на быстрых нейтронах и  $\gamma$ -квантах, были выполнены измерения на тепловых нейтронах, что позволило прокалибровать записываемые данные в единицах энергии по реакции  ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$ .

Всего за время проведения измерений было записано  $\approx 5 \cdot 10^4$  осциллограмм импульсов для источника смешанного нейтронного и  $\gamma$ -излучения  ${}^{252}\text{Cf}$  и  $\approx 1 \cdot 10^4$  осциллограмм для источника  $\gamma$ -квантов.

В результате проведенных измерений было накоплено большое количество файлов данных (порядка 60000 осциллограмм). Процесс обработки каждой осциллограммы достаточно сложен. Требуется выполнить фильтрацию шумов, исключить импульсы большой амплитуды, выходящие за пределы диапазона регистрации, обнаружить и исключить импульсы с наложениями, а для кондиционных сигналов определить те или иные параметры формы.

В пакете CRW-DAQ, с использованием встроенного языка программирования Daq Pascal, было написано специальное программное обеспечение, которое позволяло проводить обработку полученных данных в ручном и автоматическом режиме. Графический интерфейс программы обработки включает в себя панель управления, графическое окно для отображения текущей осциллограммы и два спектрометрических окна для отображения полученных промежуточных величин. Панель управления позволяет задавать списки файлов, подлежащих обработке. В ручном режиме можно просмотреть осциллограмму импульса, провести визуальный анализ и решить, пропускать ее на дальнейшую обработку или нет. Ручной режим удобен в тех случаях, когда необходимо просмотреть и обработать небольшое количество зарегистрированных сигналов. В автоматическом режиме все графические окна сворачиваются (для увеличения быстродействия), и пользователь не может наблюдать за процессом обработки.

Для подавления шумов использовались локальные методы непараметрического сглаживания, входящие в пакет CRW-DAQ. Эти методы отличаются тем, что используют для получения оценки  $Y(x)$  в точке  $x$  не всю выборку  $\{x_i, y_i\}$ , а только ее окрестность. В качестве окрестности берется выборка  $\{x_i, y_i\}_{(x, \Delta)}$  из точек, которые попадают в окно сглаживания  $\Delta$ , то есть удовлетворяют условию  $|x_i - x| \leq \Delta$ . Набор методов "упакован" в одну функцию, имеющую 4

параметра:  $(\Delta, p, k1, k2)$ . Параметр  $\Delta$  задает полуширину окна сглаживания, а параметр  $p$  задает тип алгоритма.

При значении  $p = -1$  используется взвешенное среднее интегральное значение, которое вычисляется по формуле:

$$Y(x) = \frac{\sum_{|x_i-x| \leq \Delta} \frac{w(x, x_{i+1}) \cdot y_{i+1} + w(x, x_i) \cdot y_i}{2} \cdot (x_{i+1} - x_i)}{\sum_{|x_i-x| \leq \Delta} \frac{w(x, x_{i+1}) + w(x, x_i)}{2} \cdot (x_{i+1} - x)} \quad (4)$$

при  $w(x, x_i) = \varphi\left(\frac{x - x_i}{\Delta}\right)$ , где  $\varphi$  задается функцией с параметрами  $k1, k2$ :

$$\varphi(t) = \begin{cases} 0, & |t| \geq 1 \\ (1 - t^{k1})^{k2}, & |t| < 1 \end{cases} \quad (5)$$

Легко увидеть, что (4) – просто конечно-разностная аппроксимация интегральной формулы свертки с ядром  $\varphi(t)$  по методу трапеций:

$$Y(x) = \frac{\int_{x-\Delta}^{x+\Delta} \varphi\left(\frac{x-x'}{\Delta}\right) \cdot y(x') \cdot dx'}{\int \varphi\left(\frac{x-x'}{\Delta}\right) \cdot dx'} \quad (6)$$

Выбор функции ядра в виде (5) связан с тем, что он дает при разных параметрах набор положительных, симметричных, непрерывных, дифференцируемых ядер, имеющих конечное число ненулевых производных. В книге [23] показано, что такие ядра имеют некоторые оптимальные свойства. Положительные ядра выбраны по той причине, что для них не характерен “дребезг”, называемый также эффектом Гиббса [24], который проявляется в виде осцилляций при резком, скачкообразном изменении сигнала.

При значении  $p = 0$  используется взвешенное среднее значение, которое вычисляется следующим образом:

$$Y(x) = \frac{\sum_{|x_i-x| \leq \Delta} w(x, x_i) \cdot y_i}{\sum_{|x_i-x| \leq \Delta} w(x, x_i)} \quad (7)$$

При постоянном шаге сетки времени  $x_{i+1} - x_i = const$  эта формула практически эквивалентна интегральному среднему.

При значении  $p > 0$  используется аппроксимация полиномом степени  $p$ , рассчитанном по взвешенному методу наименьших квадратов. Если точнее, в качестве оценки  $Y(x)$  принимается значение полинома

$$P(t, x, c) = \sum_{k=0}^p \left( \frac{t-x}{\Delta} \right)^k \cdot c_k \quad (8)$$

в точке  $t = x$  с коэффициентами  $c_k$ , которые находятся минимизацией взвешенной суммы квадратов по окну сглаживания  $\Delta$ :

$$c = \arg_{\min} \left( \frac{\sum_{|x_i-x| \leq \Delta} (y_i - p(x_i, x, c))^2 \cdot w(x, x_i)}{\sum_{|x_i-x| \leq \Delta} w(x, x_i)} \right). \quad (9)$$

Надо отметить, что в связи с необходимостью вычисления коэффициентов полинома, что приводит к системе линейных уравнений, этот метод занимает существенно больше времени процессора, причем с увеличением степени полинома  $p$  это время увеличивается. Для заведомо гладких сигналов полиномы дают более точный результат, чем простое усреднение. Однако при наличии резких изломов усреднение может оказаться предпочтительнее. Если для интегрального и взвешенного среднего характерно “заглаживание” резких фронтов, полиномы могут давать на фронтах сигнала осцилляции (эффект Гиббса).

При обработке осциллограмм сглаживание производилось путем вычисления взвешенного среднего интегрального значения ( $p = -1$ ) с переменной шириной окна. Чем ближе точка к фронту, тем меньше ширина окна сглаживания. Результаты сглаживания показаны на рис. 7.

В процессе дальнейшей обработки выполнялись следующие операции:

- отсеивались импульсов неправильной формы, имеющие наложения или искаженные наводками;
- выполнялась привязка к положению фронта импульса;
- определялась максимальная амплитуда сглаженного импульса  $U_{\max}$  ;
- определялась длительность фронта  $t_f$  на интервале 0,1 и 0,9 от максимальной амплитуды  $U_{\max}$  ;
- вычислялся максимум производной  $U'_{\max}$  на переднем фронте импульса.

Полученные параметры  $U_{\max}$ ,  $t_f$  и  $U'_{\max}$  сохранялись для последующего анализа.

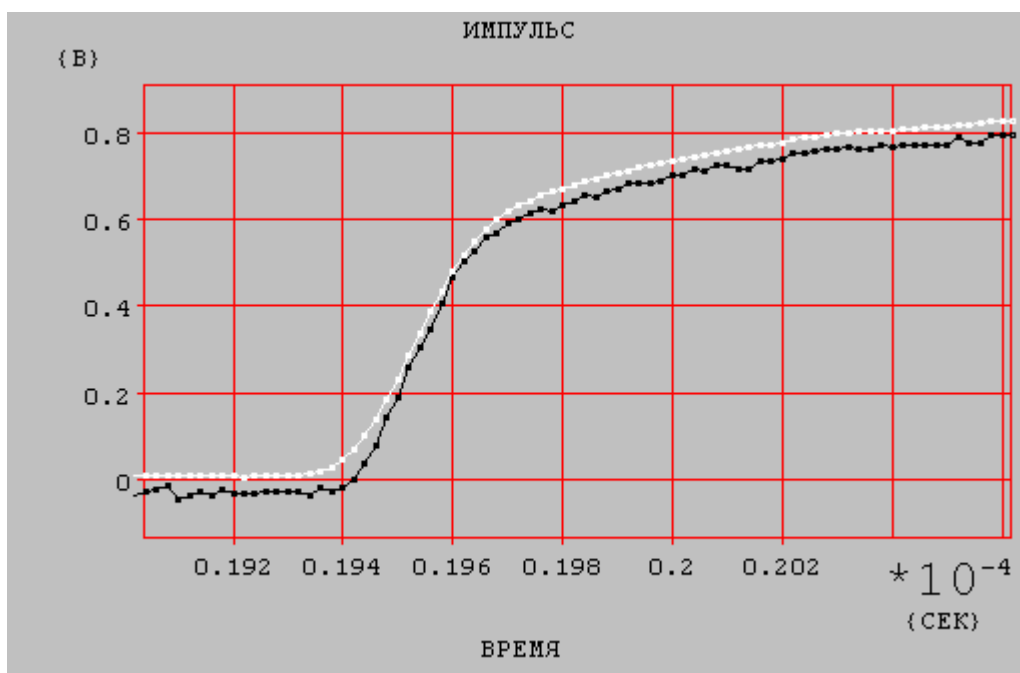


Рис. 7. Результаты фильтрации шумов методом сглаживания.

Черная кривая - исходный импульс; белая кривая - результат фильтрации

## 5 РЕЗУЛЬТАТЫ

В результате обработки массива осциллограмм, полученных в калибровочных измерениях, построено распределение импульсов по максимальной амплитуде, в котором наблюдается пик, обусловленный реакцией  ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$ . По положению этого пика была выполнена энергетическая калибровка измерительного канала  $E(U)$ .

Для массива осциллограмм импульсов, полученных с источником смешанного нейтронного и  $\gamma$ -излучения  ${}^{252}\text{Cf}$  и с набором  $\gamma$ -источников СОСГИ-М, были определены следующие параметры: длительность переднего фронта (время нарастания) импульса  $t_f$ , значение максимума производной по времени  $U'_{\max}$  на переднем фронте и значение амплитуды в максимуме  $U_{\max}$ . С учетом результата энергетической калибровки параметр  $U_{\max}$  был перенормирован в параметр  $E$ .

По этим данным были построены двумерные распределения по параметрам  $t_f - E$  и  $U'_{\max} - E$  как для источника смешанного нейтронного и  $\gamma$ -излучения, так и для источника  $\gamma$ -излучения. Следует заметить, что в распределении по параметрам  $t_f - E$  события от нейтронов и  $\gamma$ -квантов разделяются не очень хорошо, поэтому в настоящей работе распределение  $t_f - E$  не приводится.

Для распределения по параметрам  $U'_{\max} - E$  (рис. 8а), полученного с источником  $^{252}\text{Cf}$  (распределение содержит  $\approx 36000$  точек), ситуация существенно лучше – четко выделяется две группы событий, связанных с регистрацией нейтронов и  $\gamma$ -квантов. При уменьшении энергии эти области частично перекрываются, что, собственно, и определяет порог дискриминации  $\gamma$ -фона. Соответствующее распределение, полученное по результатам измерений с источником  $\gamma$ -квантов (рис. 8б), подтверждает правильность идентификации этих групп.

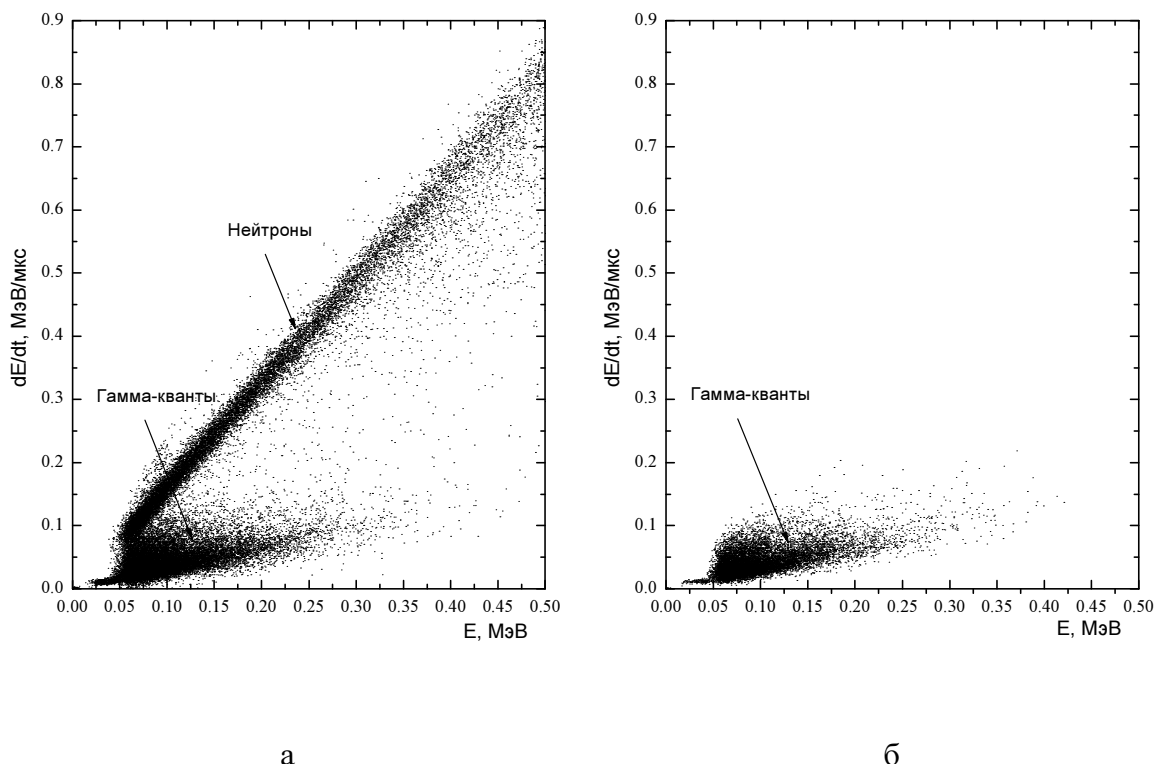


Рис. 8. Двумерные распределения импульсов пропорционального счетчика в координатах  $U'_{\max} - E$  для источника смешанного нейтронного и  $\gamma$ -излучения  $^{252}\text{Cf}$  (а) и для набора источников  $\gamma$ -излучения СОСГИ-М (б)

В соответствии с методом деления получим более удобное для анализа двумерное распределение событий в координатах  $U'_{\max}/U_{\max} - E$  (рис. 9). Параметр  $U'_{\max}/U_{\max}$  по своему смыслу обратно пропорционален длительности электронной лавины в пропорциональном счетчике.

Для источника  $^{252}\text{Cf}$  (рис. 9а) группы событий, связанных с нейтронами и  $\gamma$ -квантами, хорошо разделены. Распределение, полученное для источника  $\gamma$ -квантов (рис. 9б), согласуется с  $\gamma$ -компонентой на рис. 9а. Для более корректного сравнения спектральных характеристик  $\gamma$ -излучения источника  $^{252}\text{Cf}$  и набора  $\gamma$ -источников СОСГИ-М были соответственно получены

распределения числа импульсов по параметру  $U'_{\max}/U_{\max}$  для всего исследуемого энергетического диапазона от 0,05 до 0,5 МэВ (рис. 10). При этом данные для СОСГИ-М были перенормированы из условий равенства площадей под  $\gamma$ -пиком. Видно, что распределения для импульсов, обусловленных  $\gamma$ -квантами, в обоих случаях практически одинаковы.

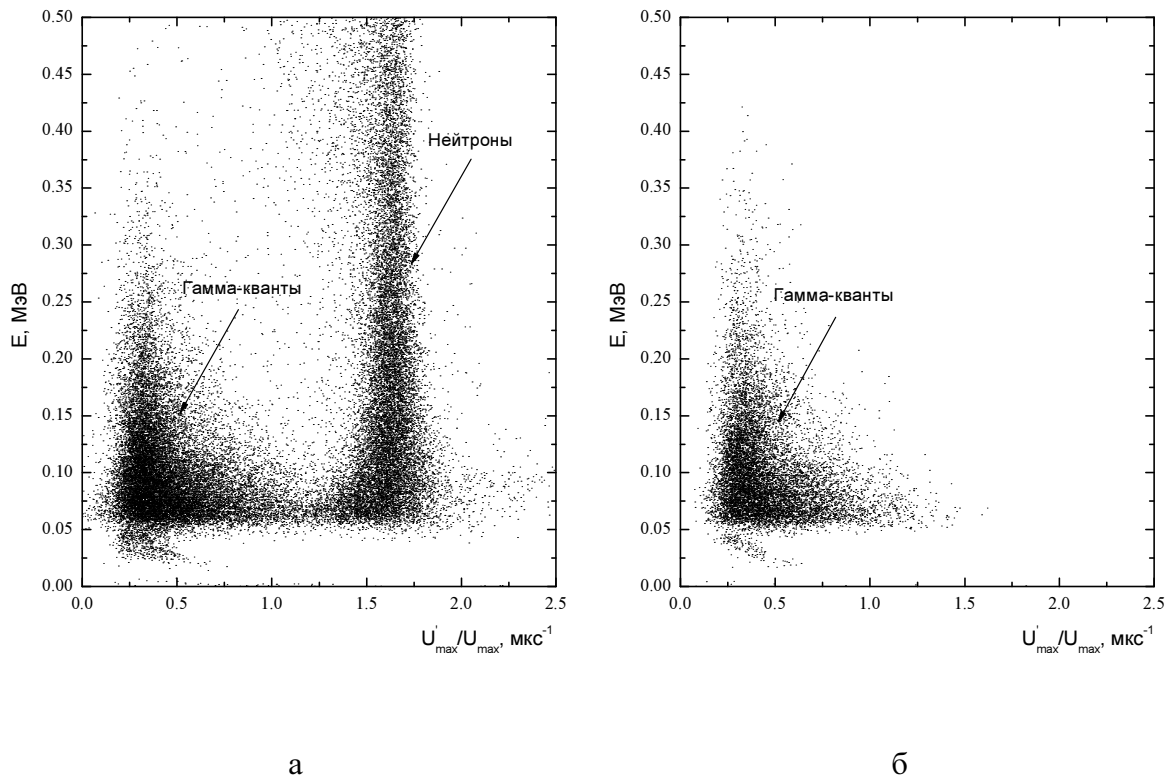


Рис. 9. Двумерные распределения импульсов пропорционального счетчика в координатах

$U'_{\max}/U_{\max} - E$  для источника смешанного нейтронного и  $\gamma$ -излучения  $^{252}\text{Cf}$  (а)  
и для набора источников  $\gamma$ -излучения СОСГИ-М (б)

Из полученных данных можно сделать вывод, что распределения импульсов от нейтронов и  $\gamma$ -квантов достаточно хорошо разделены и их дискриминацию легко осуществить по параметру  $U'_{\max}/U_{\max}$ . При этом очевидно, что качество дискриминации зависит от энергии протонов и электронов  $E$ , и уровень дискриминации должен устанавливаться, исходя из компромисса между нижним пределом измерений и коэффициентом подавления  $\gamma$ -фона.

На следующем этапе математической обработки данных были получены соответствующие распределения в диапазоне энергий от 0,05 МэВ до 0,5 МэВ по интервалам шириной 0,01 МэВ. Распределения в диапазоне низких энергий от 0,05 до 0,11 МэВ представлены на рис. 11. Видно, что с уменьшением энергии перекрытие распределений от нейтронов и  $\gamma$ -квантов становится все больше.

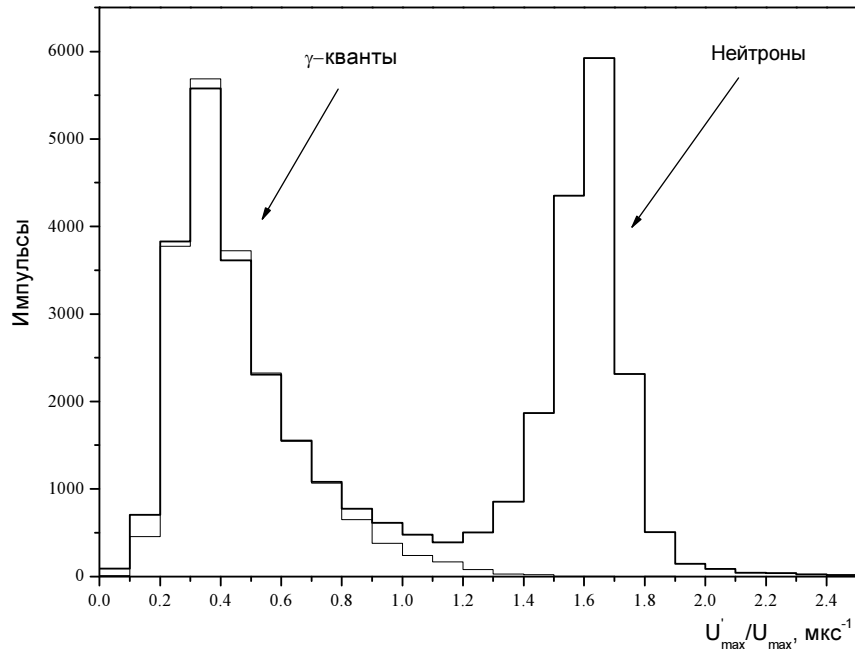


Рис. 10. Распределение импульсов по параметру  $U'_{\max} / U_{\max}$

для диапазона энергий от 0,05 до 0,5 МэВ.

— - данные для источника  $^{252}\text{Cf}$ ; - - данные для источника СОСГИ-М

Для предварительной оценки нижнего диапазона энергий, при котором еще возможно надежное разделение импульсов от протонов отдачи и электронов, нами был выбран критерий 5%-го ( $P=0,95$ ) перекрытия распределений, никак не связанный с порогом дискриминации. Это означает, что если для данной энергии отношение площади перекрытия распределений к площади распределения для протонов отдачи оказывается меньше 5%, то именно эту энергию следует считать нижним пределом измерений. Для получения такой оценки экспериментальные данные аппроксимировались суммой двух так называемых логнормальных распределений. Соответствующая функция имеет следующий вид:

$$y = y_0 + \frac{A}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot w \cdot x}} \cdot e^{-\frac{\left(\ln \frac{x}{x_c}\right)^2}{2 \cdot w^2}}, \quad (10)$$

где  $y_0$  – величина подложки,  $x_c$  и  $A$  – абсцисса и ордината вершины пика,  $w$  – дисперсия распределения. Использование аппроксимирующей функции необходимо в первую очередь для описания распределений от протонов и электронов в области их взаимного перекрытия.

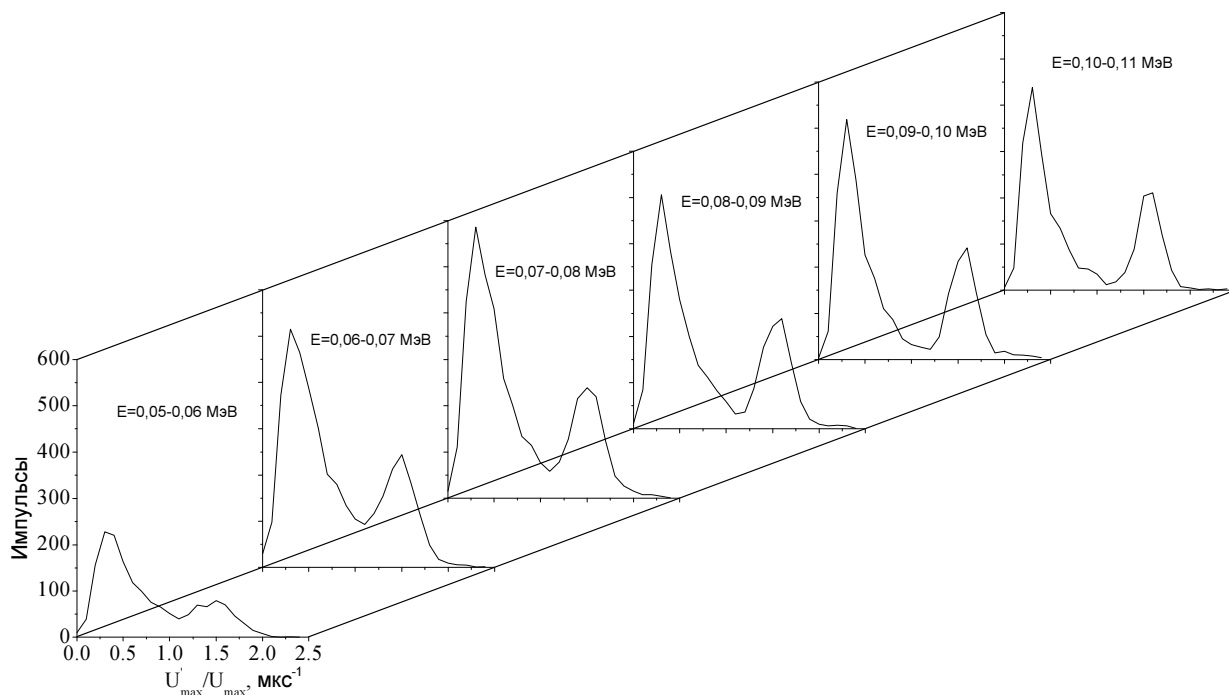


Рис. 11. Трехмерное распределение импульсов по параметру  $U'_{\max} / U_{\max}$  для диапазона энергий от 0,05 до 0,11 МэВ по интервалам шириной 0,01 МэВ. левый пик для каждого интервала энергии - распределение импульсов от  $\gamma$ -квантов, правый пик - распределение импульсов от нейтронов

Первым был аппроксимирован энергетический срез для самого низкого интервала энергий 0,05÷0,06 МэВ. Отношение общего участка площади под кривыми, аппроксимирующими распределения величины  $U'_{\max} / U_{\max}$  для нейтронов и  $\gamma$ -квантов, к площади под нейтронной кривой  $\Delta S_{\text{общ}} / S_n$  оказалось равно  $\approx 27\%$ . Аппроксимация последующих энергетических срезов и вычисление доли общей площади перекрытия позволили вычислить значения  $\Delta S_{\text{общ}} / S_n$  для разных интервалов энергий.

В качестве примера на рис. 12 приведены результаты аппроксимации для интервала энергий 0,07÷0,08 МэВ. Символами изображены экспериментальные данные, штриховой линией – аппроксимация распределения импульсов от электронов ( $\gamma$ -кванты), пунктиром – аппроксимация данных от протонов отдачи (нейтронные события) и сплошной линией – суммарное аппроксимирующее распределение. Площадь перекрытия  $\Delta S_{\text{общ}}$  на графике заштрихована, и ее отношение к площади под кривой, аппроксимирующей нейтронные данные, составляет  $\approx 13,6\%$ .

По энергетической зависимости величины  $\Delta S_{\text{общ}} / S_n$  был построен график, представленный на рис. 13 сплошной кривой. Как видно из рис. 13, при увеличении энергии кривая пересекает



граничный 5%-ый барьер при значении абсциссы  $\approx 0,084$  МэВ. Именно это значение можно считать нижним энергетическим порогом при измерении спектров нейтронов спонтанного деления именно источника  $^{252}\text{Cf}$  с помощью именно описанного в настоящей работе счетчика при заполнении его именно метаном до давления именно 3 атм. с небольшой добавкой  $^3\text{He}$  при напряжении на катоде именно 3,2 кВ.

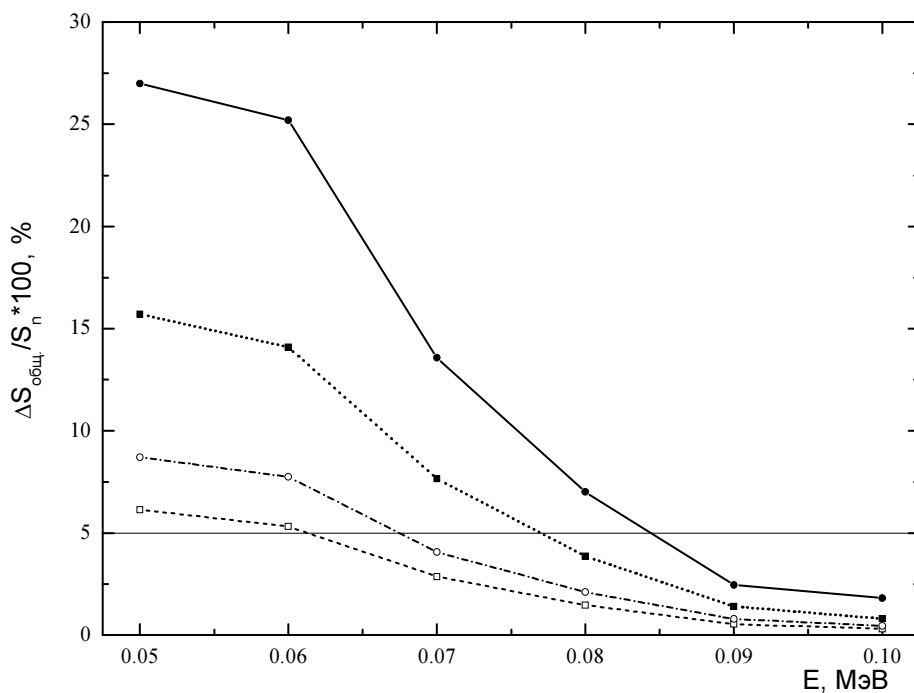


Рис. 12. Аппроксимация экспериментального распределения импульсов в интервале энергий 0,07÷0,08 МэВ суммой двух логнормальных функций.

• - экспериментальные данные; --- - электроны;  
 ... - протоны отдачи; — - суммарное распределение

О значении порога именно для данных параметров сказано не случайно. При неизменных параметрах счетчика (напряжение, давление и т.д.) на величину порога  $\gamma$ -дискриминации влияют параметры источника. Как уже указывалось ранее, соотношение между количеством вылетающих из источника  $^{252}\text{Cf}$  при его спонтанном делении  $\gamma$ -квантов и нейтронов составляет величину  $\approx 2,5$  [18]. Пусть в нашем распоряжении имеется источник нейтронов с приблизительно такими же по форме, как у  $^{252}\text{Cf}$ , спектрами нейтронов и  $\gamma$ -квантов, но количество вылетающих из него  $\gamma$ -квантов относительно количества нейтронов  $N_\gamma/N_n$  будет  $< 2,5$ , например, 1. Известно, что для многих критических сборок отношение  $N_\gamma/N_n$  существенно меньше 2,5. Так, например, для критической сборки КС-12 величина  $N_\gamma/N_n=0,2$ . Тогда, так как распределения от  $\gamma$ -квантов более широкие, чем от нейтронов (см., например, рис. 10), можно ожидать, что уменьшение

относительного вклада испускаемых нейтронным источником  $\gamma$ -квантов позволит достичь допустимого 5%-го барьера величины  $\Delta S_{\text{общ}}/S_n$  при меньшем значении энергии. Это означает, что порог дискриминации  $\gamma$ -квантов при уменьшении их относительного вклада будет понижаться.

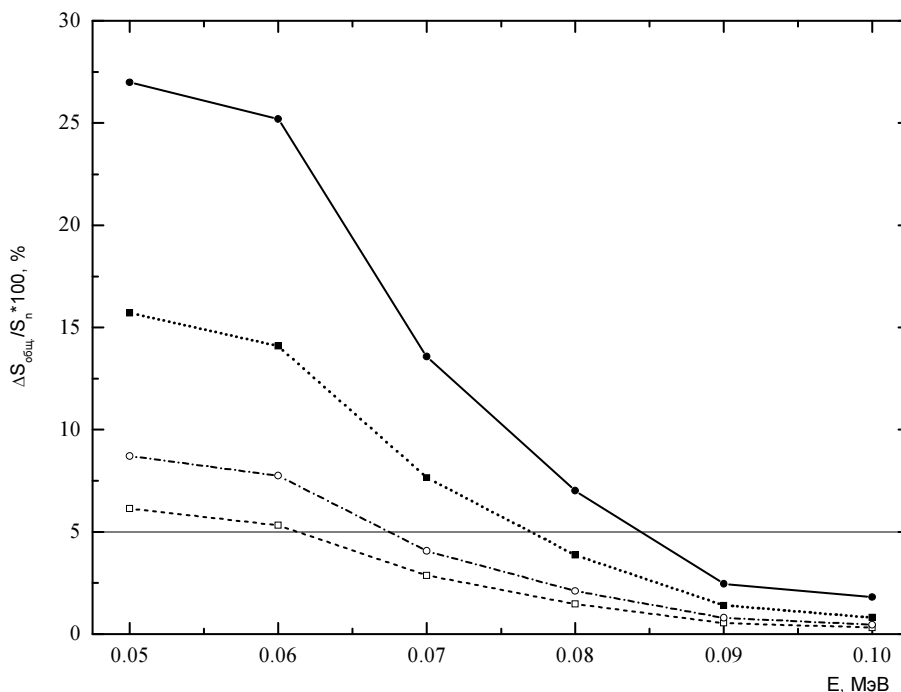


Рис. 13. Зависимости от энергии относительного перекрытия площадей распределений

величины  $U'_{\text{max}}/U_{\text{max}}$  для нейтронов и  $\gamma$ -квантов для разных соотношений  $N_\gamma/N_n$ .

$N_\gamma/N_n$ : —●— - 2,5 ( $^{252}\text{Cf}$ ); ...■... - 0,7; -.-○-.- - 0,3; ---□--- - 0,2;

— - 5%-й допустимый порог перекрытия площадей

Для проведения этого исследования и нахождения порогов дискриминации других источников достаточно воспользоваться экспериментальными данными, полученными для источника  $^{252}\text{Cf}$ . Для этого все полученные ранее аппроксимирующие кривые необходимо перенормировать в соответствии с новыми значениями величины  $N_\gamma/N_n$ . Затем точно так же, как и ранее, строится зависимость величины относительного перекрытия площадей от энергии. Далее в точке пересечения построенной кривой с линией 5%-го допустимого барьера определяется порог дискриминации  $\gamma$ -квантов. На рис. 13, кроме кривой для  $^{252}\text{Cf}$ , представлены также данные для значений  $N_\gamma/N_n=0,2; 0,3; 0,7$ , для которых значения порогов  $\gamma$ -дискриминации оказались равны 0,061, 0,067 и 0,077 МэВ соответственно. Как видно, эти значения, как и ожидалось, оказались ниже полученного ранее значения порога 0,084 МэВ для  $^{252}\text{Cf}$ .

На рис. 14 представлены экспериментальный (для  $^{252}\text{Cf}$ ) и расчетные результаты по зависимости нижнего энергетического порога дискриминации  $\gamma$ -квантов от величины отношения  $N_\gamma/N_n$ . Полученные данные были аппроксимированы степенной зависимостью  $E_{\text{пор.}} = a - b \cdot c^{N_\gamma/N_n}$  (на графике это сплошная линия), параметры аппроксимации представлены на рисунке. Обращает на себя внимание тот факт, что при дальнейшем увеличении относительного вклада  $\gamma$ -квантов (более 2,5) кривая практически выходит на плато, то есть при увеличении отношения  $N_\gamma/N_n$  значение порога  $\gamma$ -дискриминации будет изменяться очень мало. С другой стороны, при уменьшении величины  $N_\gamma/N_n$  до 0,2 и ниже кривая довольно резко падает, что означает дальнейшее уменьшение величины порога дискриминации  $\gamma$ -квантов.

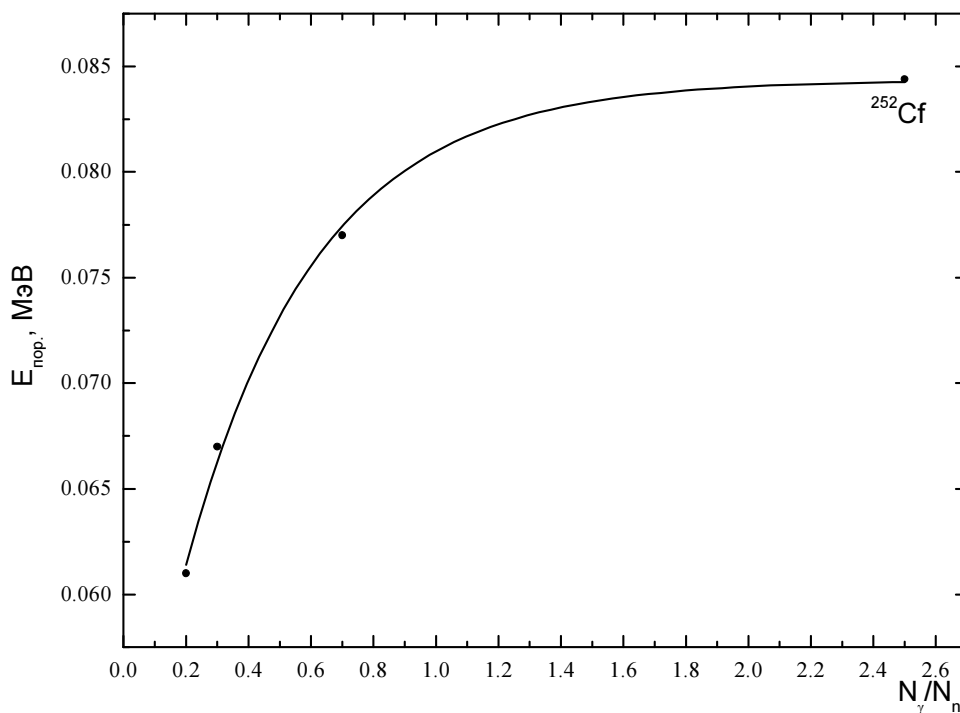


Рис. 14. Зависимость нижнего порога дискриминации  $\gamma$ -квантов от соотношения количества нейтронов и  $\gamma$ -квантов, испускаемых источником  $N_\gamma/N_n$ .

- - экспериментальный (для  $^{252}\text{Cf}$ ,  $N_\gamma/N_n=2,5$ ) и расчетные результаты;
- - аппроксимирующая кривая  $E_{\text{пор.}} = a - b \cdot c^{N_\gamma/N_n}$ ,  $a=0,084$ ,  $b=0,037$ ,  $c=0,091$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования показали, что спектрометр нейтронов на базе пропорционального счетчика протонов отдачи может быть дополнен средствами дискриминации  $\gamma$ -фона. При этом диапазон измерений может быть расширен в область низких энергий, что позволит повысить качество измерений спектров нейтронов на различных установках и источниках.

При измерении спектра нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  с помощью счетчика получено значение нижнего энергетического порога разделения импульсов от нейтронов и гамма-квантов, равное  $\approx 80$  кэВ. Эта величина является, по-видимому, оценкой порога сверху, так как для  $^{252}\text{Cf}$  соотношение количества вылетающих  $\gamma$ -квантов и нейтронов имеет довольно большое значение  $N_\gamma/N_n \approx 2,5$ , превосходящее аналогичный параметр многих источников. В работе показано, что для меньших значений параметра  $N_\gamma/N_n$  величина порога должна быть ниже.

Дальнейшее развитие начатой работы будет заключаться в компоновке конкретной схемы дискриминации  $\gamma$ -фона и включении ее в систему регистрации спектрометра. Назначение схемы – выполнение операций по анализу переднего фронта импульсов счетчика на линии с экспериментом. По-видимому, это удастся сделать с помощью набора стандартных блоков ядерной электроники.

Ранее учет  $\gamma$ -фона проводился путем вычитания из измеренного аппаратурного спектра расчетного аппаратурного распределения, обусловленного регистрацией  $\gamma$ -квантов, в диапазоне энергий  $0,0 \div 0,5$  МэВ. Это увеличивало погрешность восстановленного нейтронного спектра в том же энергетическом интервале. Использование схемы дискриминации  $\gamma$ -фона позволит избавиться от этой составляющей погрешности.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kuvshinov M.I., Shvetsov A.M., Egorov V.P. et al. Measurement of neutron spectra for spherical critical assemblies of  $^{235}\text{U}(90\%)$ ,  $^{235}\text{U}(36\%)$ , and  $^{239}\text{Pu}(98\%)$  // Proceedings International Conference on the Physics of Reactors PHYSOR96, Mito, Ibaraki, Japan, September 16-20, 1996 / Japan Atomic Energy Research Institute Inc., Japan. - 1996. - Vol. 2. - P.338-346.
2. Shvetsov A.M., Egorov V.P., Fomushkin E.F. et al. Measurements of leakage neutrons spectra for spherical assemblies of  $^{235}\text{U}(90\%)$ ,  $^{235}\text{U}(36\%)$ , and  $^{239}\text{Pu}(98\%)$  // Proceedings International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Trieste, Italy, May 18-23, 1997 / Italian Phys. Soc. Inc., Bologna, Italy. - 1997. - Part 2. - P.1359-1361.
3. Markovskij D.V., Chuvilin D.Yu., Zagryadsky V.A. et al. Evaluation and benchmarking the nuclear data of vanadium in integral experiments with 14-MeV neutrons // Abstract book International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Tsukuba, Japan, October 7-12, 2001 / Japan Atomic Energy Research Institute Inc., Japan. - 2001. - P.8-P-2.
4. Марковский Д.В., Чувилин Д.Ю., Загрядский В.А. и др. Оценка и тестирование ядерных данных ванадия в интегральных бенчмарк-экспериментах на 14-МэВ нейтронах // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. - Выпуск 4. - Саров. - 2003. - С.126-135.
5. А.И. Блохин, Д.В. Марковский, А.К. Житник и др. Интегральные бенчмарк-эксперименты с нейтронами 14 МэВ для тестирования ядерных данных ванадия // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. - 2004. - Выпуск 2. - С.44-51.
6. Экспериментальные исследования полей гамма-излучения и нейтронов. Под. ред. Ю.А.Егорова. М., Атомиздат, 1974.
7. Bennett E.F. Proportional Counter Proton-Recoil Spectrometer with Gamma Discrimination // Review of Scientific Instruments. - 1962. - Vol. 33, No. 11. - P.1153-1160.
8. С.Н. Байкалов, Ю.А. Егоров, В.П. Жарков, В.С. Королев, В.Г. Кравчук, В.В. Чубинский. Измерение и обработка спектров нейтронов в широком диапазоне энергий с помощью ионизационного спектрометра. Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая-1 июня 1973 г./ Нейтронная физика.-Часть 4.-Обнинск. 1974.-С.300-311.
9. Спектрометр нейтронов с пропорциональными счетчиками для широкого диапазона энергий СЭН2-02, реклама ВО "Изотоп".
10. А.В. Курякин, Ю.И. Виноградов. Программное обеспечение для автоматизации исследовательских установок. Сборник докладов Второго международного семинара "Взаимодействие изотопов водорода с конструкционными материалами. IHISM-04" (г.Саров, 2004 г.), Саров, ВНИИЭФ, 2005, С.411-419.

11. Yu.I. Vinogradov, A.V. Kuryakin, A.A. Yukhimchuk. Measurement and control systems of tritium facilities for scientific reseach // Fussion science and technology. - 2005, Vol.48, P.696.
12. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. - М.: Наука, 1974.
13. Волков Н.Г., Христофоров В.А., Ушакова Н.П. Методы ядерной спектрометрии. - М.: Энергоатомиздат, 1990.
14. Gold R., Scofield N.E. Iterative Solution for the Matrix Representation Detection Systems // Bull. Amer. Phys. Soc. - 1960. - Ser. 2, Vol. 2, No. 4. - P.276.
15. Iterative Unfolding Method for Response Matrices // Argonne National Laboratory; R. Gold. - ANL-6984. – 1964.
16. Тараско М.З. Об одном методе решения линейных систем со стохастическими матрицами. - Обнинск, 1969. - 10с. - /ФЭИ, Препринт № 156/.
17. Колеватов Ю.И., Семенов В.П., Трыков Л.А. Спектрометрия нейтронов и гамма-излучения в радиационной физике. - М.: Энергоатомиздат, 1990.
18. Горбачев В.М., Замятнин Ю.С., Лбов А.А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. - М.: Атомиздат, 1976.
19. Ōbu M., Ichimori T., Shirakata K. Gamma-Ray Discrimination in a Proton-Recoil Spectrometer for a Fast Reactor Spectrum Measurement // Nuclear Instruments and Methods. - 1970. - Vol. 89. - P.131-139.
20. Bennett E.F. Fast Neutron Spectroscopy by Proton-Recoil Proportional Counting // Nuclear Science and Engineering. - 1967. - Vol. 27, No. 1. - P.16-27.
21. Kinbara S., Kumahara T. A General Purpose Pulse Shape Discriminating Circuit // Nuclear Instruments and Methods. - 1969. - Vol. 70, No. 2. - P.173-182.
22. Vehar D.W., Clikeman F.M. Neutron Spectrum Measurements Using Miniature Proton Recoil Proportional Spectrometers // Nuclear Instruments and Methods. - 1981. - Vol. 190. - P.351-364.
23. Хардле В. "Прикладное непараметрическое сглаживание", М: Мир, 1993.
24. Хемминг Р.В. "Цифровые фильтры", М: Недра, 1987 г.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

---

1. Kuvshinov M.I., Shvetsov A.M., Egorov V.P. et al. Measurement of neutron spectra for spherical critical assemblies of  $^{235}\text{U}$ (90%),  $^{235}\text{U}$ (36%), and  $^{239}\text{Pu}$ (98%) // Proceedings International Conference on the Physics of Reactors PHYSOR96, Mito, Ibaraki, Japan, September 16-20, 1996 / Japan Atomic Energy Research Institute Inc., Japan. - 1996. - Vol. 2. - P.338-346.
2. Shvetsov A.M., Egorov V.P., Fomushkin E.F. et al. Measurements of leakage neutrons spectra for spherical assemblies of  $^{235}\text{U}$ (90%),  $^{235}\text{U}$ (36%), and  $^{239}\text{Pu}$ (98%) // Proceedings International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Trieste, Italy, May 18-23, 1997 / Italian Phys. Soc. Inc., Bologna, Italy. - 1997. - Part 2. - P.1359-1361.
3. Markovskij D.V., Chuvilin D.Yu., Zagryadsky V.A. et al. Evaluation and benchmarking the nuclear data of vanadium in integral experiments with 14-MeV neutrons // Abstract book International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Tsukuba, Japan, October 7-12, 2001 / Japan Atomic Energy Research Institute Inc., Japan. - 2001. - P.8-P-2.
4. Марковский Д.В., Чувилин Д.Ю., Загрядский В.А. и др. Оценка и тестирование ядерных данных ванадия в интегральных бенчмарк-экспериментах на 14-МэВ нейтронах // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. - Выпуск 4. - Саров. - 2003. - С.126-135.
5. А.И. Блохин, Д.В. Марковский, А.К. Житник и др. Интегральные бенчмарк-эксперименты с нейтронами 14 МэВ для тестирования ядерных данных ванадия // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. - 2004. - Выпуск 2. - С.44-51.
6. Экспериментальные исследования полей гамма-излучения и нейтронов. Под. ред. Ю.А.Егорова. М., Атомиздат, 1974.
7. Bennett E.F. Proportional Counter Proton-Recoil Spectrometer with Gamma Discrimination // Review of Scientific Instruments. - 1962. - Vol. 33, No. 11. - P.1153-1160.
8. С.Н. Байкалов, Ю.А. Егоров, В.П. Жарков, В.С. Королев, В.Г. Кравчук, В.В. Чубинский. Измерение и обработка спектров нейтронов в широком диапазоне энергий с помощью ионизационного спектрометра. Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая-1 июня 1973 г./ Нейтронная физика.-Часть 4.-Обнинск. 1974.-С.300-311.
9. Спектрометр нейтронов с пропорциональными счетчиками для широкого диапазона энергий СЭН2-02, реклама ВО "Изотоп".
10. А.В. Курякин, Ю.И. Виноградов. Программное обеспечение для автоматизации исследовательских установок. Сборник докладов Второго международного семинара "Взаимодействие изотопов водорода с конструкционными материалами. IHISM-04" (г.Саров, 2004 г.), Саров, ВНИИЭФ, 2005, С.411-419.

- 
11. Yu.I. Vinogradov, A.V. Kuryakin, A.A. Yukhimchuk. Measurement and control systems of tritium facilities for scientific reseach // *Fussion science and technology*. - 2005, Vol.48, P.696.
  12. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. - М.: Наука, 1974.
  13. Волков Н.Г., Христофоров В.А., Ушакова Н.П. Методы ядерной спектрометрии. - М.: Энергоатомиздат, 1990.
  14. Gold R., Scofield N.E. Iterative Solution for the Matrix Representation Detection Systems // *Bull. Amer. Phys. Soc.* - 1960. - Ser. 2, Vol. 2, No. 4. - P.276.
  15. Iterative Unfolding Method for Response Matrices // *Argonne National Laboratory; R. Gold.* - ANL-6984. - 1964
  16. Тараско М.З. Об одном методе решения линейных систем со стохастическими матрицами. - Обнинск, 1969. - 10с. - /ФЭИ, Препринт № 156/.
  17. Колеватов Ю.И., Семенов В.П., Трыков Л.А. Спектрометрия нейтронов и гамма-излучения в радиационной физике. - М.: Энергоатомиздат, 1990.
  18. Горбачев В.М., Замятнин Ю.С., Лбов А.А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. - М.: Атомиздат, 1976.
  19. Ōbu M., Ichimori T., Shirakata K. Gamma-Ray Discrimination in a Proton-Recoil Spectrometer for a Fast Reactor Spectrum Measurement // *Nuclear Instruments and Methods*. - 1970. - Vol. 89. - P.131-139.
  20. Bennett E.F. Fast Neutron Spectroscopy by Proton-Recoil Proportional Counting // *Nuclear Science and Engineering*. - 1967. - Vol. 27, No. 1. - P.16-27.
  21. Kinbara S., Kumahara T. A General Purpose Pulse Shape Discriminating Circuit // *Nuclear Instruments and Methods*. - 1969. - Vol. 70, No. 2. - P.173-182.
  22. Vehar D.W., Clikeman F.M. Neutron Spectrum Measurements Using Miniature Proton Recoil Proportional Spectrometers // *Nuclear Instruments and Methods*. - 1981. - Vol. 190. - P.351-364.
  23. Хардле В. "Прикладное непараметрическое сглаживание", М: Мир, 1993.
  24. Хемминг Р.В. "Цифровые фильтры", М: Недра, 1987 г.