

МЕТОД УВЕЛИЧЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫМ ДЕТЕКТОРОМ НА ОСНОВЕ ЭКРАНА ${}^6\text{LiF/ZnS(Ag)}$ И СПЕКТРОСМЕЩАЮЩИХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛА

*М. М. Подлесный^{a,б,1}, В. В. Круглов^a, В. И. Боднарчук^a,
В. М. Милков^a, А. А. Богдзель^a*

^a Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

Представлены результаты исследования нейтронных сигналов, наблюдаемых со сцинтилляционных детекторов на основе экрана ${}^6\text{LiF/ZnS(Ag)}$ и спектросмещающих оптических волокон. Показана обусловленность сложной формы нейтронных сигналов низкой амплитудой сигнала и флуктуацией фотоэлектронов при использовании оптоволокна для сбора света с поверхности сцинтиллятора. Предложен зарядовый метод регистрации нейтронов с использованием цифровой обработки сигнала, который позволяет существенно повысить эффективность детектора при высокой нагрузке. Рассчитанная эффективность выделения нейтронного сигнала для интенсивности нейтронных событий ($\approx 10^6 \text{ c}^{-1}$) составила $\varepsilon = 0,42$. Для сравнения, в случае дискриминации классическим методом с непреодолеваемым мертвым временем $\varepsilon = 0,33$.

We present the results of a study of neutron signals observed from scintillation detectors based on a ${}^6\text{LiF/ZnS(Ag)}$ screen and spectrum-shifting optical fibers. It is shown that the complex shape of neutron signals is due to the low signal amplitude and photoelectron fluctuations when optical fibers are used to collect light from the scintillator surfaces. A charge method for detecting neutrons using digital signal processing is proposed, which makes it possible to significantly increase the efficiency of a detector at a high count rate. The calculated efficiency of neutron signal registration was $\varepsilon = 0.42$ for the intensity of neutron events ($\approx 10^6 \text{ s}^{-1}$). For comparison, in the case of discrimination by the method with non-paralyzable dead time, $\varepsilon = 0.33$.

PACS: 44.25.+f; 44.90.+c

¹E-mail: podlesny@phystech.edu

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время во времяпролетных нейтронных экспериментах для регистрации тепловых нейтронов широко используются сцинтилляционные счетчики на основе сцинтилляционных экранов ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ и волоконных световодов с переизлучателем спектра [1]. Данные сцинтилляторы обладают хорошей эффективностью регистрации тепловых нейтронов ($\approx 40\%$), а также низкой γ -чувствительностью (10^{-6}) и большим различием во времени затухания сцинтилляций для γ -квантов и заряженных частиц, образующихся в реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$, что дает возможность их эффективно разделять. Кроме того, физические свойства этих экранов позволяют придавать им криволинейную форму и создавать детекторы большой площади.

Особенностью данных сцинтилляторов является яркая вспышка при поглощении нейтрона ($\approx 160\,000$ фотонов/МэВ), длительность которой может составлять 10–100 мкс. При этом экран обладает низкой прозрачностью для собственного излучения из-за разных показателей преломления для гранул LiF, ZnS и полиметилметакрилата, что ухудшает световыход данного сцинтиллятора. Для соблюдения оптимального баланса между световыходом и эффективностью сцинтилляторы данного типа изготавливаются толщиной не более 0,5 мм.

В комбинации с данным экраном часто используются спектросмещающие оптические волокна. Во-первых, они позволяют собирать свет с поверхности почти любой формы и за счет эффекта полного внутреннего отражения передавать его на большие расстояния почти без потерь, что позволяет выводить детектирующую электронику из-под нейтронного излучения. Кроме того, с использованием волоконных световодов возможна реализация позиционно-чувствительных детекторов с геометрическим разрешением, определяемым размером оптоволокна (≈ 1 мм).

Целью данной работы является исследование сигналов, наблюдаемых со счетчиков данного типа, а также исследование методов регистрации нейтронных сигналов.

КОНСТРУКЦИЯ НЕЙТРОННОГО СЧЕТЧИКА

На рис. 1 показан вид нейтронных счетчиков, задействованных в детекторных системах экспериментальных установок реактора ИБР-2 [2]. В качестве детектирующего материала используется сцинтилляционный экран марки ND от производителя

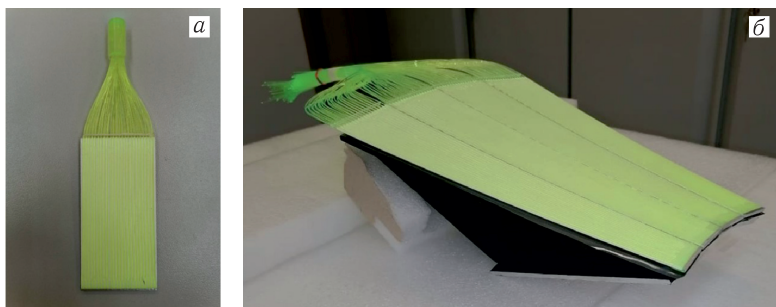


Рис. 1. а) Вид нейтронного счетчика. б) Сборка из счетчиков для одного сектора детектора обратного рассеяния ФДВР ИБР-2

Applied Scintillation Technologies Ltd [3]. Экран ND имеет толщину 0,42 мм, массовое отношение конвертора и сцинтиллятора составляет 2:1. К каждой стороне сцинтиллятора с помощью оптического эпоксидного клея марки ВС-600 крепятся спектро-смещающие оптические волокна VCF-91A фирмы Vicgon с шагом 2 мм. Свет с оптических волокон подается на фотоэлектронный умножитель (R3998-100-02) фирмы Hamamatsu. На торцах оптических волокон установлен отражатель из алюминиевой фольги для более полного сбора света.

ИССЛЕДОВАНИЕ СИГНАЛОВ

На рис. 2, *а* показан сигнал нейтрона, наблюдаемый со сцинтилляционных счетчиков данного типа. Он имеет рваную форму; длительность сцинтилляций достигает десятков микросекунд. В нейтронных экспериментах факт регистрации нейтрона определяется из электронного сигнала детектора. Это означает, что эффективность

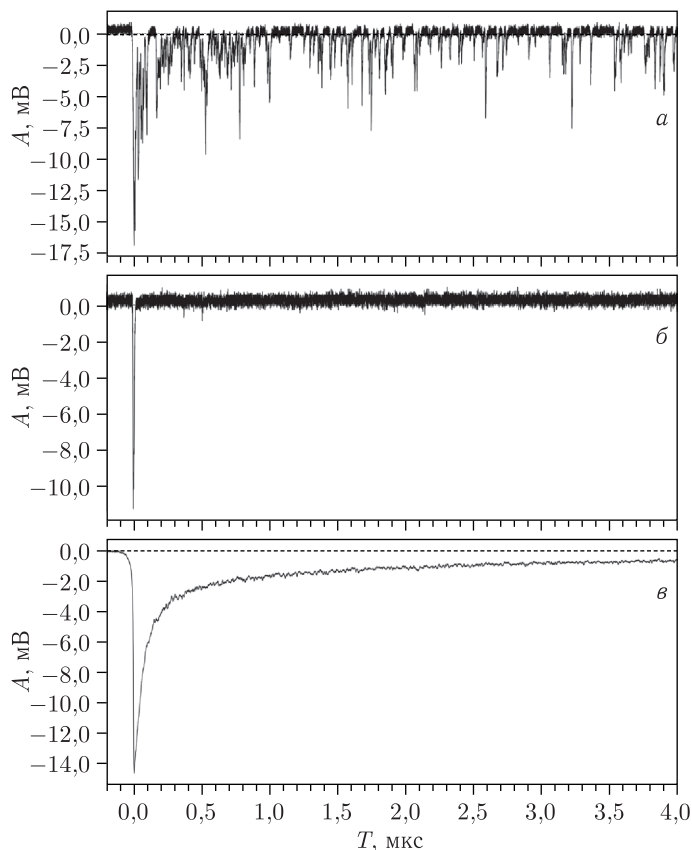


Рис. 2. Сигналы, наблюдаемые со сцинтилляционного счетчика с использованием оптических волокон. *а*) Сигнал нейтрона; *б*) сигнал γ -кванта; *в*) сигнал нейтрона, усредненный по 500 событиям

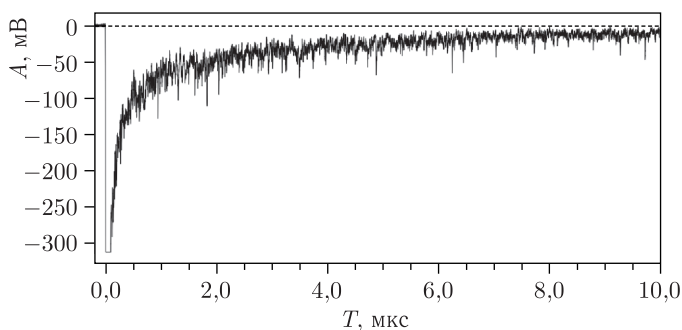


Рис. 3. Сигнал нейтрона, наблюдаемый со сцинтилляционного счетчика при собирании света непосредственно с поверхности ND-экрана

выделения нейтронного сигнала напрямую влияет на эффективность экспериментальных установок, а используемый для данных счетчиков метод обработки сигналов должен эффективно выделять нейтронные события.

Сложная форма нейтронного сигнала обусловлена флуктуацией фотоэлектронов при малом количестве регистрируемого света вследствие влияния оптоволокну на количество передаваемого света на фотокатод ФЭУ. Световоды позволяют собирать свет с изогнутой поверхности и доставлять его на большие дистанции за счет эффекта полного внутреннего отражения, однако малая доля света попадает под этот эффект. По данным производителя, эффективность переизлучения γ -кванта под необходимым телесным углом составляет порядка 6%. Для сравнения, на рис. 3 показан сигнал нейтрона со счетчика, у которого поверхность сцинтиллятора плотно прилегает к фотокатоду ФЭУ. Данный сигнал по форме имеет примерно в 25 раз большую амплитуду, а форма вследствие большего светосбора приближена к форме сцинтилляции, которую можно получить усреднением нейтронного сигнала (рис. 2, в).

Для сравнения, на рис. 2, б показан сигнал γ -кванта, который обусловлен взаимодействием γ -кванта с оптическими волокнами и с фотокатодом ФЭУ. Сигнал нейтрона и γ -кванта можно эффективно разделять.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

Один из методов, используемых для обработки сигналов со сцинтилляционных счетчиков, представлен в работе [4]. При регистрации нейтронов из-за сложной формы сигналов применяется аналогичный метод с использованием дополнительных параметров фильтрации. Анодный сигнал с фотоумножителя поступает на аналоговый усилитель с формировкой сигнала RC-фильтром, а далее на вход амплитудного дискриминатора, который формирует логический сигнал длительностью, определяемой временем превышения входным сигналом порога дискриминатора. Дальнейшая селекция логических сигналов осуществляется по длительности сигнала. Этот порог вводится для подавления γ -фона и шума ФЭУ. После прохождения импульсом временного фильтра формируется сигнал запрета на обработку. Величина сигнала запрета

выбирается порядка нескольких микросекунд, чтобы избежать повторных срабатываний схемы от одного нейтрона. Данный подход дискриминации сигналов реализован в цифровом виде в блоках МРД-32 [5] и используется для обработки сигналов с детектора АСТРА, установленного на фурье-стресс-дифрактометре реактора ИБР-2.

К недостаткам данного метода фильтрации можно отнести невозможность в полной мере учитывать форму импульса. Это приводит к вероятности повторного срабатывания схемы от одного нейтрона, а также к потере наложенных событий, что особенно актуально при больших потоках нейтронов. Современные детекторы должны обеспечивать регистрацию нейтронного потока с интенсивностью $\approx 10^7 \text{ с}^{-1}$, поэтому крайне желательно иметь возможность эффективно выделять нейтронные события с загрузкой $\approx 10^6 \text{ с}^{-1}$ на один элемент детектора. С этой целью было проведено исследование альтернативных способов регистрации нейтронных сигналов для увеличения загрузочной способности сцинтилляционных счетчиков данного типа.

Одним из способов уменьшения влияния флуктуаций фотоэлектронов на форму электронного сигнала является оцифровка сигнала с последующим его усреднением (рис. 4). В таком случае форма единичного сигнала приближается к форме усредненного сигнала (показан пунктирной линией). Минимальная ширина бина обусловлена частотой дискретизации оцифровщика. Увеличение ширины бина уменьшает влияние пуассоновской статистики. В таком случае появляется возможность учесть форму нейтронного сигнала и реализовать метод регистрации событий без введения мертвого времени. Например, подавлять хвост сигнала вычитанием из сигнала усредненного сигнала, нормированного по амплитуде.

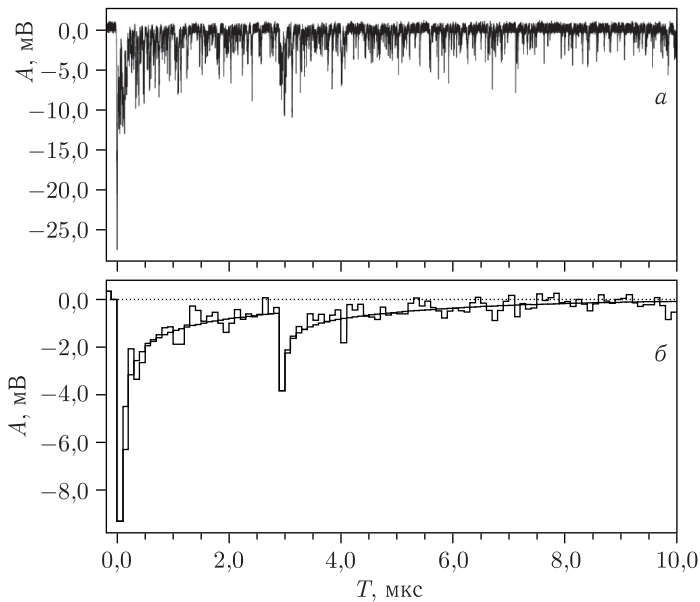


Рис. 4. *а*) Сигнал от двух нейтронов. *б*) Тот же нейтронный сигнал, усредненный по бинам (ширина бина 100 нс). Пунктирной линией обозначен сигнал, нормированный по амплитуде и усредненный по бинам

Альтернативный пример использования данного подхода приведен в [6], где используется идея динамического порога амплитудного дискриминатора. После срабатывания дискриминатора на определенный промежуток времени повышается входной порог на величину, пропорциональную амплитуде входного сигнала и спадающую со временем по форме усредненного сигнала. Данный метод имеет хорошую загрузочную способность с низкой долей двойных срабатываний, однако он не подразумевает n - γ -дискриминацию.

Формирование сигнала аналоговым RC-фильтром хорошо подавляет пики, связанные с низкой статистикой светосбора, что также приводит к снижению вероятности повторной регистрации одного нейтрона. Однако при больших значениях постоянной интегрирования уменьшается амплитуда сигнала, что приводит к снижению эффективности регистрации событий, а также к размытию временной привязки. Поэтому формирование сигнала производится в соответствии с требованиями экспериментальной установки по временному разрешению детектора.

ЗАРЯДОВЫЙ МЕТОД ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

В данной работе рассмотрен альтернативный метод обработки сигналов с нейтронного детектора. Идея метода учитывает постоянство формы вспышки сцинтиллятора для тепловых нейтронов, вследствие чего к сигналам такой сложной формы можно применить зарядовый метод отбора событий (Pulse Shape Discrimination method — PSD), также позволяющий учесть наложение нескольких нейтронных сигналов. Этот метод нашел широкое применение при работе с различными композитными сцинтилляторами [7–10].

Реализация метода PSD представляет собой измерение зарядов, накопленных за два промежутка времени после срабатывания амплитудного дискриминатора. По величине отношения этих зарядов определяется тип события: нейтрон или другие события (сигнал γ -кванта, шум ФЭУ и др.). Рассматриваемый метод был реализован с использованием дигитайзеров N6730 фирмы Saep [11]. Данный блок оцифровывает аналоговый сигнал с частотой дискретизации 500 МГц. Дигитайзеры позволяют получать временную отметку срабатывания амплитудного дискриминатора, а также измерять заряд сигнала в двух временных окнах (t_{long} и t_{short}) с момента его срабатывания (E_{long} и E_{short}). Выделение нейтронного сигнала осуществляется по коэффициенту PSD, который определяется по величинам зарядов в этих окнах:

$$\text{PSD} = \frac{E_{\text{long}} - E_{\text{short}}}{E_{\text{short}}}. \quad (1)$$

На рис. 5 показан усредненный по 500 импульсам сигнал нейтрона, на котором обозначены измеряемые зарядовые величины. Измеренное распределение отношения зарядов, полученное на пучке нейтронов от изотопного источника ^{252}Cf , показано на рис. 6. Изотопный источник формирует поток нейтронов со средней энергией 2,12 МэВ. Для замедления нейтронов до тепловых энергий используется полиэтилен толщиной 100 мм. Размеры временных окон t_{long} и t_{short} выбраны соответственно 100 и 1000 нс. Время измерения — 1000 с. Загрузка канала — 300 событий/с. Видно, что сигналы нейтрона и γ -кванта можно эффективно разделять с использованием коэффициента PSD.

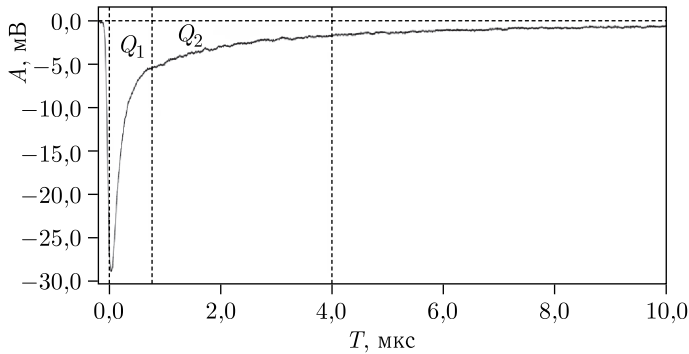
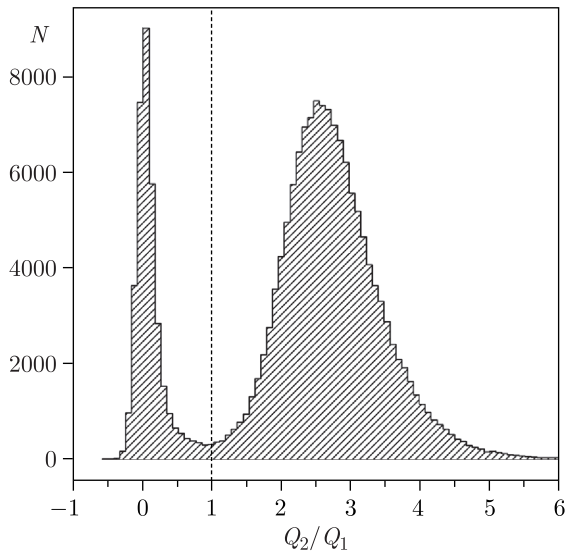


Рис. 5. Окна интегрирования, показанные на усредненном сигнале нейтрона

Рис. 6. Гистограмма отношений зарядов Q_2/Q_1

Исследование метода PSD при больших нагрузках было проведено с использованием реальных нейтронных сигналов, записанных с помощью экспериментального стенда. Сигнал с ФЭУ подавался на четырехканальный цифровой осциллограф Teledyne LeCroy WaveRunner 8054-MS [12] с полосой пропускания 500 МГц. На осциллографе была проведена запись сигналов со следующими параметрами:

- напряжение на ФЭУ — 1300 В;
- пороговое напряжение регистрации — 10 мВ.

Моделирование высокой загрузки было выполнено наложением нейтронных сигналов методом Монте-Карло согласно пуассоновскому распределению для интенсивности нейтронных событий $n_0 = 10^6 \text{ с}^{-1}$. При такой интенсивности имеются вероятности попадания больше одного нейтрона в заданные временные окна. В случае выделения этих событий появляется возможность увеличения нейтронного счета.

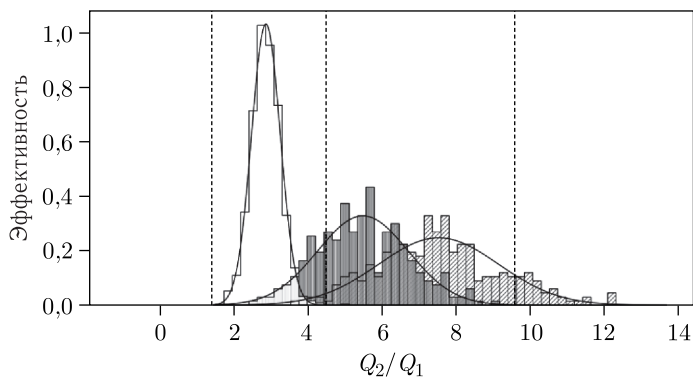


Рис. 7. Вычисление эффективности регистрации одно-, двух- и трехнейтронных событий. Результаты фитирования: один нейтрон: $\mu = 2,88$, $\sigma = 0,39$, $\text{eff}_1 = 0,99$; два нейтрона: $\mu = 5,50$, $\sigma = 1,22$, $\text{eff}_2 = 0,78$; три нейтрона: $\mu = 7,54$, $\sigma = 1,62$, $\text{eff}_3 = 0,10$

Моделирование попадания одного или нескольких дополнительных нейтронов выполнено независимо. На рис.7 показано наложение гистограмм отношений зарядов Q_2/Q_1 промоделированных событий для временных интервалов $\Delta t_1 = 100$ нс, $\Delta t_2 = 900$ нс. Гистограммы для разных типов событий аппроксимированы нормальным распределением. Для полученных функций определены среднее значение (μ), среднеквадратичное отклонение (σ), а также рассчитана эффективность выделения события (eff) по заданным границам значений коэффициента PSD (обозначены вертикальными линиями). Первое распределение соответствует попаданию 0 дополнительных нейтронов, второе — одного дополнительного нейтрона, третье — двух дополнительных нейтронов во второе временное окно. Значение коэффициента $Q_2/Q_1 < 1$ соответствует регистрации γ -кванта.

Данный метод при интенсивности 10^6 с^{-1} хорошо фиксирует факт попадания второго нейтрона во временной интервал Δt_2 ($\approx 80\%$) и имеет возможность зарегистрировать попадание третьего нейтрона. При попадании нейтронов во временной интервал Δt_1 отношение Q_2/Q_1 попадает в интервал значений, соответствующих одному нейтрону, и данные события не регистрируются.

Рассчитанные параметры выделения нейтронных событий учтены в оценке эффективности данного метода.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ МЕТОДА

Полная эффективность метода включает в себя три компоненты с учетом эффективности регистрации однонейтронных, двухнейтронных и трехнейтронных событий. Для оценки эффективности исследуемого метода были введены базовые величины: интенсивность входных событий n_0 и время измерения t . Полная эффективность метода может быть определена как отношение числа зарегистрированных событий N_{reg} к полному числу входных событий $N_0 = n_0 t$:

$$\varepsilon = N_{\text{reg}}/N_0. \quad (2)$$

Для определения величин N_0 и $N_{\text{рег}}$ введем число срабатываний амплитудного дискриминатора за время измерения N_1 , а также величину мертвого времени после его срабатывания $t_{\text{д.т}}$. Тогда полное число нейтронных событий может быть представлено в виде

$$N_0 = N_1(1 + n_0 t_{\text{д.т}}). \quad (3)$$

Для оценки числа зарегистрированных событий была использована формула вероятности попадания k нейтронов в заданный интервал времени Δt :

$$P_1(k, \Delta t) = \frac{(n_0 \Delta t)^k}{k!} e^{-n_0 \Delta t}. \quad (4)$$

Число зарегистрированных событий также было выражено через N_1 :

$$N_{\text{рег}} = N_1(\text{eff}_1 + P_1(0, \Delta t_2) \text{eff}_2 + 2(1 - P_1(0, \Delta t_2)) \text{eff}_3), \quad (5)$$

где eff_1 , eff_2 , eff_3 — эффективности выделения одно-, двух- и трехнейтронных событий, описанные выше.

После преобразования уравнений получаем выражение для полной эффективности:

$$\varepsilon = \frac{\text{eff}_1 + (1 - e^{-n_0 \Delta t_2}) \text{eff}_2 + (1 - e^{-n_0 \Delta t_2} (1 + n_0 \Delta t_2)) \text{eff}_3}{1 + n_0 t_{\text{д.т}}}. \quad (6)$$

Полученная полная эффективность выделения нейтронного сигнала $\varepsilon = 0,42$. Для сравнения, в случае однеитронной дискриминации PSD $\varepsilon = 0,33$. Эффективности выделения событий eff_1 , eff_2 и eff_3 зависят от интенсивности нейтронного потока. Тем не менее в качестве грубой оценки эффективности данного метода при больших нагрузках коэффициенты взяты как постоянные величины и построен график нейтронного счета в зависимости от нейтронного потока (рис. 8). Величина мертвого времени взята 5 мкс. Штрихпунктирной линией показана кривая для метода с непродолевающимся мертвым временем, эффективность которого определяется формулой

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + n_0 t_{\text{д.т}}}, \quad (7)$$

где n_0 — средняя интенсивность потока частиц; $t_{\text{д.т}}$ — величина мертвого времени.

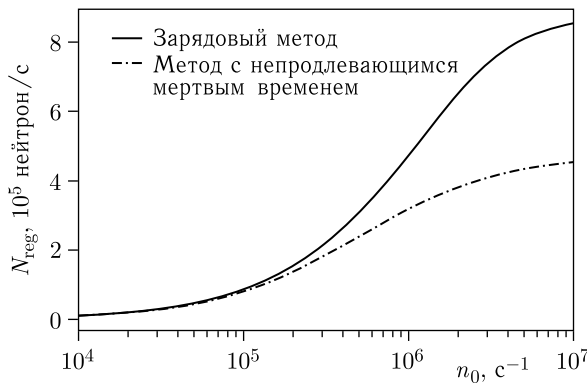


Рис. 8. Зависимость нейтронного счета для PSD-метода и метода с непродолевающимся мертвым временем от интенсивности нейтронного потока

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен зарядовый метод регистрации нейтронов с использованием цифровой обработки сигнала, который позволяет существенно повысить эффективность детектора при высокой загрузке. Существенным преимуществом данного метода является возможность регистрации наложенных событий, что позволяет существенно увеличить эффективность регистрации нейтронов при большой загруженности детектора. При этом данный метод включает в себя n - γ -дискриминацию и уменьшает долю «ложных» срабатываний, которая искажает наблюдаемые спектры (несимметричная форма дифракционных пиков).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kreyssig A., Irmer K., Hartung U.* ZnS/⁶Li Scintillation Material as an Alternative to ⁶Li-Glass Scintillators for Neutron Detection in Time Focusing Geometry // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1994. V. 349, No. 1. P. 292–294; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900294906378>.
2. *Belushkin A. V., Bogdzal A. A., Bodnarchuk V. I., Daulbaev O., Zhuravlev V. V., Kurilkin A. K., Kulikov S. A., Litvinenko E. I., Milkov V. M., Petrova M. O., Prikhod'ko V. I., Podlesnyy M. M., Churakov A. V., Shvetsov V. V.* Experience in the Development and Production of Thermal-Neutron Detectors at the IBR-2 DSC (Review) // *Instrum. Exp. Tech.* 2022. V. 65, No. 4. P. 539–550; <https://doi.org/10.1134/S0020441222050025>.
3. Lithium-6 Based Screens for Detection and Imaging of Thermal Neutrons. <https://scintacor.com/wp-content/uploads/2021/09/Scintacor-Neutron-Screens-Dec16.pdf>. 2021.
4. *Combes C., Dorenbos P., Hollander R., Eijk C.* A Thermal-Neutron Scintillator with n - γ Discrimination LiBaF₃:Ce,Rb // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1998. V. 416, No. 2. P. 364–370; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900298007645>.
5. *Bogdzal A. A., Drozdov V. A., Kruglov V. V., Murashkevich S. M., Prikhodko V. I., Shvetsov V. V.* The New Data Acquisition System MPD-32 for the High-Resolution Fourier Diffractometer at the IBR-2 Pulsed Reactor // *Proc. of the 27th Intern. Symp. on Nucl. Electronics and Computing (NEC'2019)*. 2019.
6. *Pritchard K., Chabot J., Tsai P., Robucci R., Choa F., Osovizky A., Ziegler J., Binkley E., Hadad N., Jackson M., Hurlbut C., Baltic G., Majkrzak C., Maliszewskij N.* Measuring Deadtime and Double-Counts in a Non-Paralyzable Scintillating Neutron Detector Using Arrival Time Statistics // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2021. V. 1001. P. 165270; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900221002540>.
7. *Chepurnov A. S., Kirsanov M. A., Klenin A. A., Klimanov S. G., Kubankin A. S.* Digital Pulse Shape Discrimination between Fast Neutrons and Gamma Rays with Para-Terphenyl Scintillator // *J. Phys. Conf. Ser.* 2017. V. 934, No. 1. P. 012057; <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/934/1/012057>.
8. *Zaitseva N., Glenn A., Paul Martinez H., Carman L., Paweczak I., Faust M., Payne S.* Pulse Shape Discrimination with Lithium-Containing Organic Scintillators // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2013. V. 729. P. 747–754; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900213011741>.
9. *Vuong P. Q., Kim H. J., Khan A., Khan S., Kim S. H., Park H., Kim J.* Silver-Doped LiI Crystal: A Sensitive Thermal Neutron Detector with Pulse Shape Discrimination // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2020. V. 67, No. 10. P. 2290–2294.

10. *Balmer M. J., Gamage K. A., Taylor G. C.* Comparative Analysis of Pulse Shape Discrimination Methods in a ^6Li Loaded Plastic Scintillator // Nucl. Instr. Meth. A. 2015. V. 788. P. 146–153; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215004532>.
11. Caen N6730 Digitizer. <https://www.caen.it/products/n6730>.
12. WaveRunner 8054-MS. <http://teledynelecroy.com/oscilloscope/waverunner-8000-oscilloscopes/waverunner-8054-ms>.

Получено 15 июля 2023 г.