

## КОМПАКТНЫЙ КАЛИБРОВОЧНЫЙ ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ РАДИОНУКЛИДА $^{252}\text{Cf}$ И КРЕМНИЕВОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДЕТЕКТОРА

© 2023 г. Н. В. Базлов<sup>1),2)</sup>, Е. Ф. Бубнов<sup>1)</sup>, А. В. Дербин<sup>1)</sup>, И. С. Драчнев<sup>1)</sup>,  
Д. В. Иванов<sup>1)</sup>, О. И. Коньков<sup>1),3)</sup>, И. М. Котина<sup>1)</sup>, М. С. Микулич<sup>1)</sup>, В. Н. Муратова<sup>1)</sup>,  
Н. В. Ниязова<sup>1)</sup>, Д. А. Семенов<sup>1)</sup>, М. В. Трушин<sup>1)\*</sup>, Е. В. Унжаков<sup>1)</sup>, Е. А. Чмель<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 21.09.2022 г.; после доработки 21.09.2022 г.; принята к публикации 22.09.2022 г.

В статье демонстрируется работа модели компактного калибровочного источника нейтронов, который может быть использован для калибровки и определения функции отклика детекторов темной материи и детекторов электронных антинейтрино. Рассматриваемый калибровочный источник нейтронов представляет собой комбинацию радионуклида  $^{252}\text{Cf}$ , который испытывает спонтанное деление с образованием нейтронов, и оригинального кремниевого полупроводникового детектора. Последний обеспечивает временную привязку к моменту образования нейтронов путем регистрации сигналов от осколков деления.

DOI: 10.31857/S0044002723010099, EDN: RAEOJR

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Функция отклика ядер отдачи в детекторах темной материи и эффективность регистрации реакции обратного бета-распада нейтринными детекторами могут быть определены с помощью источника нейтронов. Исследование и разработка компактного калибровочного источника нейтронов с известным энергетическим спектром нейтронов и с возможностью восстановления энергии нейтронов по времени пролета является важной задачей для успешной реализации ряда текущих и будущих экспериментов, таких как, например, DarkSide [1] и JUNO [2].

В данной работе мы демонстрируем работу модели компактного калибровочного источника нейтронов на основе  $^{252}\text{Cf}$ , распадающегося с  $T_{1/2} = 2.65$  г по двум каналам: альфа-распад и спонтанное деление с соотношением выхода реакции 96.91/3.09. Каждое спонтанное деление приводит к образованию двух осколков деления, а также, в среднем, 3.7 быстрых нейтронов. Среднее массовое число легкого и тяжелого осколков деления составляет 106 и 142 а.е.м., а средняя кинетическая энергия равна 104 и 79 МэВ соответственно [3].

Высокий удельный выход нейтронов от  $^{252}\text{Cf}$  дает возможность получать нейтронные источники достаточной интенсивности. Энергетический спектр нейтронов деления хорошо описывается максвелловским распределением при значении ядерной температуры  $T \approx 1.4$  МэВ. Среднее значение энергии нейтронов составляет 2.3 МэВ и наиболее вероятное 0.8 МэВ [3]. Каждое спонтанное деление в  $^{252}\text{Cf}$  сопровождается, в среднем, 8 гамма-квантами с энергиями около 0.9 МэВ, которые испускаются в течение наносекунды после деления [4]. Кроме того, в источнике  $^{252}\text{Cf}$  всегда присутствует активность, связанная с распадами других изотопов калифорния ( $^{249}\text{Cf}$ – $^{251}\text{Cf}$ ), и с бета-распадами накопленных долгоживущих осколков деления  $^{252}\text{Cf}$  [5]. Таким образом, полный спектр излучения источника  $^{252}\text{Cf}$  имеет сложный комплексный состав.

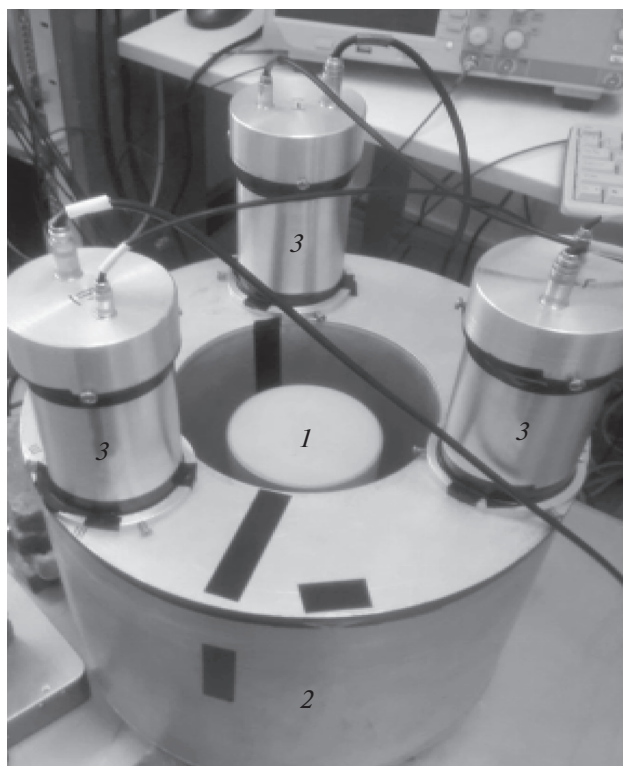
Для идентификации сигналов, связанных с нейтронами, источник  $^{252}\text{Cf}$  использовался в сочетании с кремниевым полупроводниковым детектором, регистрирующим осколки деления и дающим временную привязку к моменту эмиссии нейтронов. Конечная скорость нейтронов позволяет отделить сигнал, вызванный нейтроном, от сигналов, связанных с мгновенным гамма-излучением. В работе продемонстрирована возможность использования комбинации Si-полупроводникового детектора и изотопа  $^{252}\text{Cf}$  в качестве компактного калибровочного источника нейтронов.

<sup>1)</sup>НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

<sup>2)</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия.

<sup>3)</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия.

\*E-mail: trushin\_mv@npni.nrcki.ru



**Рис. 1.** Снимок измерительной установки. Цифрами обозначены: 1 — вакуумная камера с источником  $^{252}\text{Cf}$  и кремниевым полупроводниковым детектором, 2 — пластиковый сцинтиллятор, 3 — ФЭУ-97.

## 2. ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для регистрации осколков деления использовался оригинальный кремниевый полупроводниковый поверхностно-барьерный детектор с тонким входным окном, произведенный в ПИЯФ НИЦ КИ. Детектор имел диаметр 10 мм и был изготовлен из кремниевой пластины  $p$ -типа проводимости, с ориентацией поверхности (111), удельным сопротивлением  $1 \text{ кОм} \times \text{см}$  и временем жизни носителей порядка 1000 мкс. Лицевая сторона детектора была покрыта тонким слоем аморфного кремния, который служил пассивирующим слоем [6]. Омический контакт создан путем напыления слоя Pd на всю тыльную сторону пластины, а выпрямляющий — путем напыления пятна Al диаметром 7 мм в центре лицевой стороны пластины. Проведенные исследования показали, что подобный детектор может выдержать воздействие до  $10^9$  осколков деления, прежде чем произойдет критическое ухудшение его рабочих параметров [7–8].

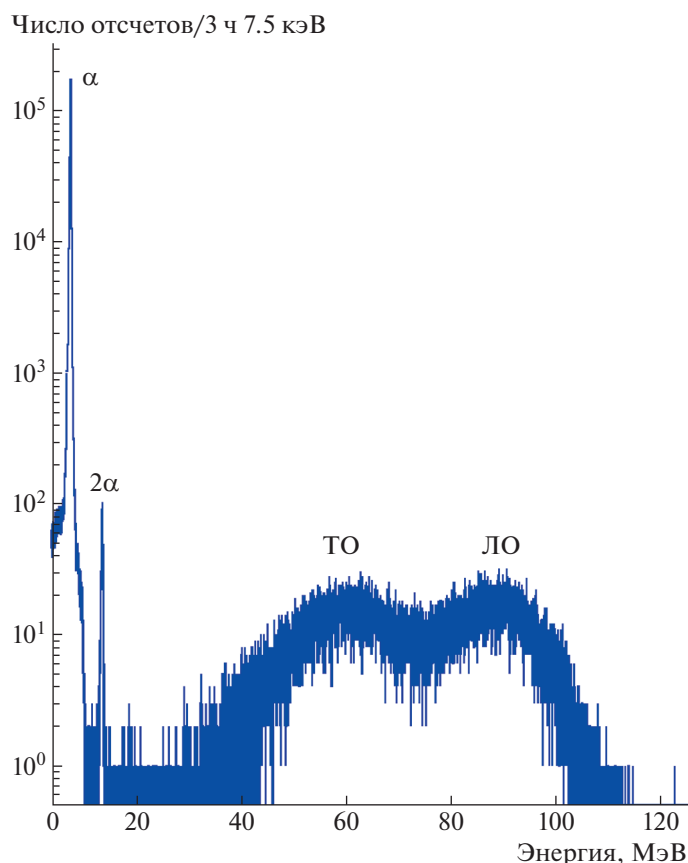
Нейтроны, образующиеся при спонтанном делении ядер  $^{252}\text{Cf}$ , регистрировались с помощью пластикового сцинтиллятора, на основе полиметилметакрилата (РММА), в реакции упругого рассеяния на протонах. Сечение  $(n, n')$ -реакции обратно пропорционально скорости нейтрона  $\sim 1/v$  и уменьшается от 4 до 1 бн при увеличении энергии

нейтрона от 1 до 10 МэВ соответственно. Коэффициент гашения сцинтилляционного сигнала (потеря сцинтилляционной эффективности) для протонов с энергией (1–10) МэВ по отношению к сигналу электрона составляет  $\sim 0.3$ .

Пластический сцинтиллятор имел форму полого цилиндра высотой 25 см с внутренним диаметром 13 см и толщиной стенки 7 см. РММА цилиндр был покрыт светоотражающей пленкой и размещен внутри алюминиевого корпуса. Объем сцинтиллятора просматривался тремя фотоумножителями ФЭУ-97, установленными непосредственно на торце цилиндра. Функция отклика сцинтилляционного детектора имеет широкое распределение, что связано с большой неоднородностью светосбора по объему детектора.

В центре сцинтилляционного цилиндра были размещены источник  $^{252}\text{Cf}$  и Si-детектор, смонтированные в вакуумной камере. Характерные расстояния, отделяющие источник нейтронов от материала сцинтиллятора, составляли  $\sim (7–15)$  см. Для уменьшения загрузки сцинтилляционного детектора от гамма-излучения  $^{252}\text{Cf}$  между источником и сцинтиллятором был установлен слой свинца толщиной 5 мм. Фотография измерительной установки приведена на рис. 1.

Источник излучения, представляющий собой подложку из нержавеющей стали, с нанесенным



**Рис. 2.** Спектр, измеренный полупроводниковым детектором. На спектре обозначены пики:  $\alpha$  — пик, соответствующий альфа-частицам,  $2\alpha$  — пик двойного совпадения альфа-частиц, ТО — пик, соответствующий осколкам деления тяжелой группы, ЛО — пик, соответствующий осколкам деления легкой группы.

слоем  $^{252}\text{Cf}$  под тонким защитным покрытием, был установлен на расстоянии 1 см от лицевой стороны полупроводникового детектора. Источник  $^{252}\text{Cf}$  и Si-детектор были смонтированы в вакуумной камере и находились при комнатной температуре.

Сигналы с полупроводникового детектора и трех ФЭУ усиливались с помощью многоканального зарядочувствительного предусилителя САЕН и оцифровывались с помощью 250 МГц АЦП САЕН. Используемое программное обеспечение позволяет выполнять цифровое формирование, а также анализировать сигналы, зарегистрированные ФЭУ и полупроводниковым детектором, в режиме временных совпадений. Накопление спектров кремниевого и сцинтилляционного детекторов проводилось непрерывно в течение 3 ч.

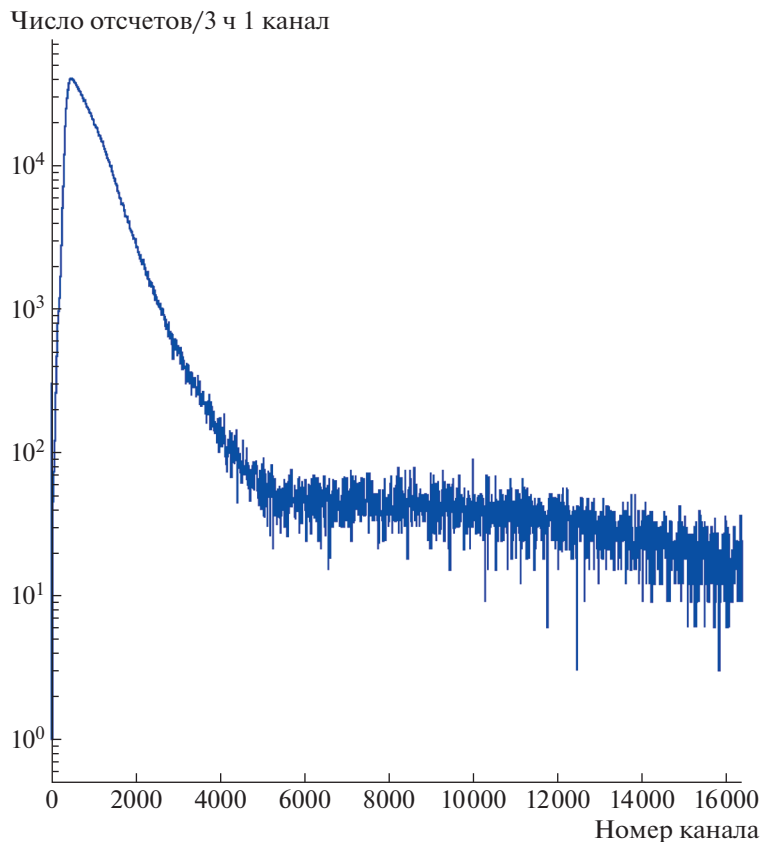
### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Спектр альфа-частиц и осколков деления, зарегистрированный полупроводниковым детектором, представлен на рис. 2. На спектре отмечены пик с энергией 6.1 МэВ, соответствующий альфа-частицам, а также пик с меньшей интенсивностью

при удвоенной энергии альфа-частиц, вызванный случайными совпадениями. Оба пика использовались в качестве реперных точек для калибровки энергетической шкалы.

Спектр осколков деления имеет два широких пика, соответствующих регистрации групп легких и тяжелых осколков деления. Определенные положения видимых максимумов оказались несколько ниже ожидаемых значений, что объясняется, в основном, ионизационными потерями энергии многозарядными ионами в защитном покрытии источника и в нечувствительном слое входного окна Si-полупроводникового детектора. Видно, что спектр осколков деления отделяется от альфа-пика энергетическим интервалом более чем в 20 МэВ, что позволяет провести эффективное разделение каналов распада  $^{252}\text{Cf}$ : спонтанного деления с появлением нейтронов и альфа-распада. Это важная характеристика нейтронного источника, особенно при проведении измерений, требующих абсолютных значений потока нейтронов.

На рис. 3 представлен спектр сцинтилляционного детектора для суммы амплитудных сигналов трех ФЭУ. Вклад в амплитудный спектр дают



**Рис. 3.** Амплитудный спектр сцинтилляционного детектора от источника  $^{252}\text{Cf}$ . Низкоэнергетическая часть спектра определяется сигналами от гамма-квантов и нейтронов, спектр выше 5000 канала связан с мюонами.

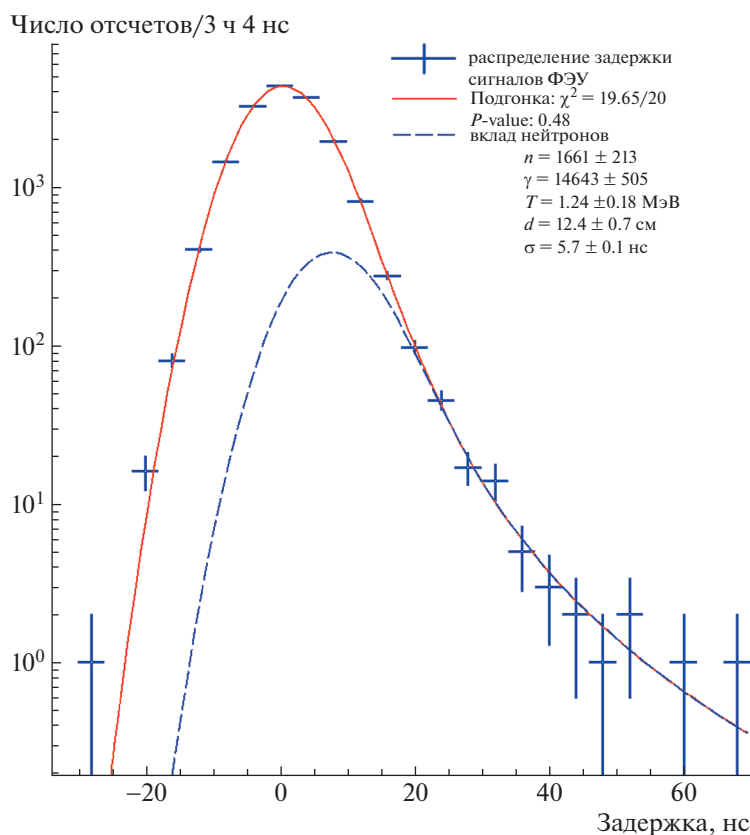
как нейтроны, так и мгновенные и задержанные гамма-кванты, прошедшие через свинцовую защиту, поскольку оба вида излучения регистрируются сцинтиллятором. Вероятность упругого рассеяния 10 МэВ нейтрона при прохождении 7 см РММА составляет 35%. Для гамма-квантов с энергией 1 МэВ вероятность комптоновского рассеяния составляет близкую величину — 30%. Порог сцинтилляционного детектора составлял  $\sim 0.2$  МэВ, позволяя регистрировать протоны отдачи с энергией выше  $\sim 0.6$  МэВ.

Спектр сигналов от гамма-квантов и нейтронов простирается до  $\sim 5000$  канала и не имеет характерных особенностей из-за широкой функции отклика сцинтилляционного детектора и схожих значений энергии нейтронов и гамма-квантов. Большие значения амплитуд на спектре рис. 3 связаны с прохождением через сцинтиллятор мюонов космического излучения.

Для выделения сигналов от нейтронов был применен времяпролетный метод. Сигналы от нейтронов, образующиеся при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ , испытывают временную задержку до 20 нс от момента регистрации сигнала от осколка деления полупроводниковым детектором. Сигналы

ФЭУ, связанные с мгновенным гамма-излучением, не имеют временной задержки. Фоновое гамма-излучение от продуктов распада  $^{252}\text{Cf}$  подавлено, поскольку не коррелирует во времени со спонтанным делением. Измеренное временное распределение сигналов ФЭУ относительно времени регистрации осколка деления полупроводниковым детектором представлено на рис. 4. При построении спектра были учтены задержки, связанные с разной длительностью переднего фронта импульсов ФЭУ и полупроводникового детектора.

Временной спектр на рис. 4 подгонялся суммой гауссова распределения для мгновенных гамма-квантов и максвелловского распределения для энергетического спектра нейтронов. Свободными были следующие параметры: ядерная температура нейтронного спектра —  $T$ , средняя дистанция, пройденная нейтроном —  $d$ , задержка сигнала ФЭУ, связанная с электроникой, временное разрешение установки —  $\sigma$ , а также вклад мгновенных гамма-лучей —  $\gamma$  и нейтронов —  $n$ . Функция, описывающая спектр, хорошо согласуется с экспериментом, полученное значение  $\chi^2$  составляет 19.65 для 20 степеней свободы. Определенная температура максвелловского спектра  $T = 1.24 \pm 0.18$  МэВ согласуется с результатами предыду-



**Рис. 4.** Временное распределение (задержка) сигнала ФЭУ относительно момента регистрации осколка деления Si детектором. Крестиками показаны экспериментальные значения с погрешностями. Сплошная кривая — результат подгонки используемой моделью, пунктирная — вклад максвелловского распределения.

ших измерений [3], средняя дистанция, пройденная нейтроном, согласуется с размерами измерительной установки. Подгонка подтверждает наличие дополнительного вклада задержанных сигналов от нейтронов в измеренный временной спектр. Избирательность к нейтронам при применении времяпролетного метода может быть улучшена при увеличении расстояния между источником и детектором нейтронов.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты работ по созданию компактного нейтронного источника на основе изотопа  $^{252}\text{Cf}$  и кремниевого полупроводникового детектора, который планируется использовать для калибровки детекторов темной материи и детекторов электронных антинейтрино. Реализована экспериментальная установка для одновременных измерений энергетических и временных спектров нейтронов, гамма-излучения и осколков деления изотопа  $^{252}\text{Cf}$ . Регистрация осколков деления проводится оригинальным кремниевым поверхностно-барьерным детектором, способным выдерживать флюенс до  $10^9$  осколков деления

[7–8]. В качестве модели калибруемого детектора использовался пластический сцинтилляционный детектор, регистрирующий нейтроны и гамма-излучение источника  $^{252}\text{Cf}$ . Процедура обработки сигналов позволила выделить сигнал, связанный с нейтронами и задержанным гамма-излучением. Подтверждена возможность применения источника  $^{252}\text{Cf}$  в сочетании с Si-полупроводниковым детектором в качестве калибровочного источника нейтронов. Срок службы предлагаемого калибровочного источника нейтронов может составить 4–5 лет.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 20-02-00571.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. E. Aalseth (DarkSide Collab.), *Eur. Phys. J. Plus* **133**, 131 (2018).
2. Z. Wang (JUNO Collab.), *J. Phys.: Conf. Ser.* **2156**, 012113 (2022).
3. G. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 3rd ed. (John Wiley and Sons, New York, 2000).
4. T. E. Valentine, *Ann. Nucl. En.* **28**, 191 (2001).

5. R. J. Gehrke, R. Aryaeinejad, J. K. Hartwell, W. Y. Yoon, E. Reber, and J. R. Davidson, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **213**, 10 (2004).
6. I. M. Kotina, A. M. Danishevskii, O. I. Konkov, E. I. Terukov, and L. M. Tuhkonen, Semiconductors **48** (9), 11672014 (2014).
7. S. Bakhlanov, A. Derbin, I. Drachnev, O. Konkov, I. Kotina, A. Kuzmichev, I. Lomsкая, M. Mikulich, V. Muratova, N. Niyazova, D. Semenov, M. Trushin, and E. Unzhakov, J. Phys.: Conf. Ser. **2103**, 012138 (2021).
8. S. Bakhlanov, N. Bazlov, I. Chernobrovkin, A. Derbin, I. Drachnev, I. Kotina, O. Konkov, A. Kuzmichev, M. Mikulich, V. Muratova, M. Trushin, and E. Unzhakov, J. Phys.: Conf. Ser. **2103**, 012139 (2021).

## COMPACT NEUTRON CALIBRATION SOURCE BASED ON $^{252}\text{Cf}$ RADIONUCLIDE AND A SILICON SEMICONDUCTOR DETECTOR

**N. V. Bazlov<sup>1),2)</sup>, E. F. Bubnov<sup>1)</sup>, E. A. Chmel<sup>1)</sup>, A. V. Derbin<sup>1)</sup>, I. S. Drachnev<sup>1)</sup>,  
D. V. Ivanov<sup>1)</sup>, O. I. Konkov<sup>1),3)</sup>, I. M. Kotina<sup>1)</sup>, M. S. Mikulich<sup>1)</sup>, V. N. Muratova<sup>1)</sup>,  
N. V. Niyazova<sup>1)</sup>, D. A. Semenov<sup>1)</sup>, M. V. Trushin<sup>1)</sup>, E. V. Unzhakov<sup>1)</sup>**

<sup>1)</sup>*NRC "Kurchatov Institute" — PNPI, Gatchina, Russia*

<sup>2)</sup>*Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

<sup>3)</sup>*Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*

This paper demonstrates the operation of a model of compact neutron calibration source suitable for calibration and response function determination of dark matter detectors and electron antineutrino detectors. Suggested neutron calibration source represents a combination of  $^{252}\text{Cf}$  isotope, which undergoes spontaneous fission producing neutrons, and original silicon semiconductor detector. The latter provides a time reference for the moment of neutron formation upon registration of the fission fragments.