

ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ
ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

УДК 621.384.64

О СТАТИСТИЧЕСКОМ АНАЛИЗЕ ФОРМИРОВАНИЯ ВТОРИЧНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ В УСТРОЙСТВАХ ДИСТАНЦИОННОГО КОНТРОЛЯ НА БАЗЕ ИМПУЛЬСНЫХ НЕЙТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

© 2022 г. М. А. Горбунов^а *, А. В. Ильинский^б, Р. П. Плешакова^б, В. Г. Цейтлин^б, А. Е. Шиканов^а, Э. Я. Школьников^а, О. В. Яковлев^а

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

^бИнститут экологических, геофизических и радиационных технологий, Москва, 127434 Россия

*E-mail: MAGorbunov@mephi.ru

Поступила в редакцию 19.07.2021 г.

После доработки 09.08.2021 г.

Принята к публикации 16.08.2021 г.

Работа посвящена исследованию влияния импульсной неустойчивости нейтронных генераторов на эффективность малогабаритных передвижных аппаратурно-методических комплексов (АМК). Проанализированы экспериментальные диаграммы разброса нейтронного выхода на один триггерный импульс для импульсных нейтронных генераторов (ИНГ) на основе вакуумных ускорительных трубок (УТ) с вакуумно-дуговыми и лазерными источниками дейтронов. Установлена возможность аппроксимации плотности распределения вероятности с точностью до единиц процента. Методами математической статистики получены функции, позволяющие корректировать показания АМК с учетом влияния “мертвого времени” систем регистрации и дисперсии нейтронного выхода ИНГ.

Ключевые слова: генератор нейтронов, ускорительная трубка, лазер, нестабильность генерации нейтронов, исправление ошибок в расчетах, ядерный контроль, мертвое время

DOI: 10.56304/S2079562922010146

Импульсные нейтронные генераторы (ИНГ) на базе ускорительных трубок (УТ) нашли широкое применение при дистанционном ядерном анализе различных объектов. Такой анализ может проводиться по результатам осуществления ядерных реакций (n,γ) , $(n,n'\gamma)$, (n,p) , $(n,2n)$, (n,α) , реакций деления (n,f) , регистрации альбедных нейтронных полей, а также полей нейтронов, прошедших через облучаемый объект.

Общая принципиальная схема такого анализа и соответствующего ей аппаратурно-методического комплекса (АМК) представлена на рис. 1 [1–3].

Согласно этой схеме ускоренные дейтроны бомбардируют мишень УТ, в результате чего в пространстве формируется первичное нейтронное поле. При взаимодействии нейтронов с анализируемым объектом, в импульсно-периодическом режиме образуются потоки вторичных или рассеянных нейтронов, или γ -квантов, несущие информацию об объекте. Эта информация может искажаться в процессе формирования сигнала на выходе АМК за счет проявления эффекта “мертвого времени”, характерного для систем регистрации на базе газоразрядных или твердотельных детекторов [3, 4].

Этот эффект проявляется в АМК на базе ИНГ, использующих вакуумные УТ, когда мгновенная интенсивность событий (загрузка) на входе тракта регистрации

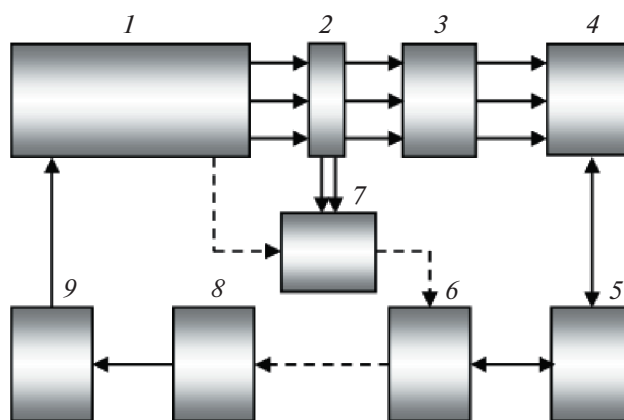


Рис. 1. Схема АМК на базе ИНГ: 1 – УТ; 2 – нейтронообразующая мишень; 3 – объект контроля; 4 – система детектирования; 5 – система телеметрии; 6 – компьютер; 7 – система мониторинга параметров УТ; 8 – исполнительный блок управления; 9 – блоки питания.

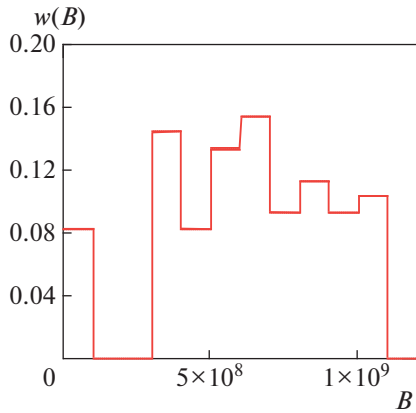


Рис. 2. Пример диаграммы относительного распределения нейтронных всплесков по нейтронному выходу B для ИНГ на базе УТ с вакуумно – дуговым источником дейтронов. На вертикальной оси откладывается процент нейтронных всплесков, соответствующий фиксированному интервалу значений нейтронного выхода за всплеску шириной $\Delta = 10^8$.

$$n = \chi B > 0.1/T,$$

где T – его “мертвое время”, χ – коэффициент связывающий интенсивность ядерных событий в объеме детектора с нейтронным выходом ИНГ-В за один импульс срабатываний УТ [5]. Справедливость такой связи является следствием линейности уравнений переноса нейтронов, на участках (мишень УТ-объект контроля- детектор). Параметр χ несет в процессе работы АМК основную информацию об объекте контроля. Его значение, как правило, лежит в диапазоне $(10^{-4} - 10^{-2})$, в зависимости от типа АМК.

Если “мертвое время” системы регистрации АМК, имеет непродлевающийся характер, то, согласно [4, 6], имеет место следующее выражение для потока импульсов на выходе системы регистрации и телеметрии АМК

$$m(\chi B, T) = n(1 + nT)^{-1} = \chi B(1 + \chi BT)^{-1}, \quad (1)$$

а при его продлеваемом характере эта зависимость имеет вид:

$$m(\chi B, T) = n \exp(-nT) = \chi B \exp(-\chi BT). \quad (2)$$

В обоих случаях для получения информации об объекте исследования необходимо восстанавливать параметр χ по значениям величины m , определяемой на выходе АМК. Однако эти формулы в силу своей детерминированности не учитывают статистический характер формирования нейтронного поля, создаваемого ИНГ в области объекта контроля. Он особенно проявляется при использовании в АМК ИНГ на базе вакуумных УТ, особенностью которых является нестабильность генерации нейтронов от импульса к импульсу. Это не позволяют корректно определять

параметр χ в процессе обработки данных, получаемых в результате работы АМК на базе подобных ИНГ и потребовало разработки алгоритмов статистической обработки данных измерений.

Для этого рассмотрим массив случайных чисел:

$$G = \{B_j\}, j = \{1, 2, 3 \dots J\},$$

каждое из которых означает количество нейтронов, образуемых при j -м срабатывании ИНГ, измеренное детектором нейтронов. За размерность массива J будем в дальнейшем принимать количество включений ИНГ в процессе одного измерения с АМК.

В проводимых экспериментах использовались ИНГ на базе вакуумных УТ [7–10]. Нейтронные измерения осуществлялись методом Хансена и Мак Киббена [11] с применением гелиевых детекторов, а также методом “протонов отдачи”.

На рис. 2 приведена типичная диаграмма распределения числа нейтронных всплесков УТ по количеству зарегистрированных нейтронов в отдельной всплеске (случайное число в массиве G) для ИНГ на базе УТ с вакуумно- дуговым источником дейтронов [3, 7, 8], полученная с применением амплитудного анализатора.

В процессе измерений ИНГ работал с частотой 20 Гц. При этом был зафиксирован значительный процент несрабатываний УТ- $q \sim 0.1$ и сравнительно большой уровень нестабильности воспроизведения нейтронных всплесков от импульса к импульсу, что отражает диаграмма. Указанные недостатки связаны с особенностями конструкции рассматриваемой УТ и ее источника дейтронов (см. рис. 3).

Аналогичные эксперименты были проделаны с вакуумной УТ на базе лазерного источника ионов (ЛНТ) [3, 9, 10] (см. рис. 4).

Эти эксперименты показали отсутствие несрабатываний у ИНГ, использующего ЛНТ ($q = 0$) и меньший уровень импульсной нестабильности (см. рис. 5).

Эти положительные факторы обеспечиваются физическими особенностями лазерного источника дейтронов.

Для каждого из рассматриваемых ИНГ введем вероятность регистрации монитором числа излучаемых им нейтронных всплесков с выходом, лежащем в диапазоне: $(B, B + dB)$ –

$$dW = p(B)dB,$$

где

$$p(B) = \frac{w(B)}{\int_{B_{\min}}^{\infty} dBw(B)} \Phi(B - B_{\min}) + \delta(B)q \quad (2)$$

– плотность вероятности (см. [12]) распределения нейтронных всплесков по нейтронному выходу,

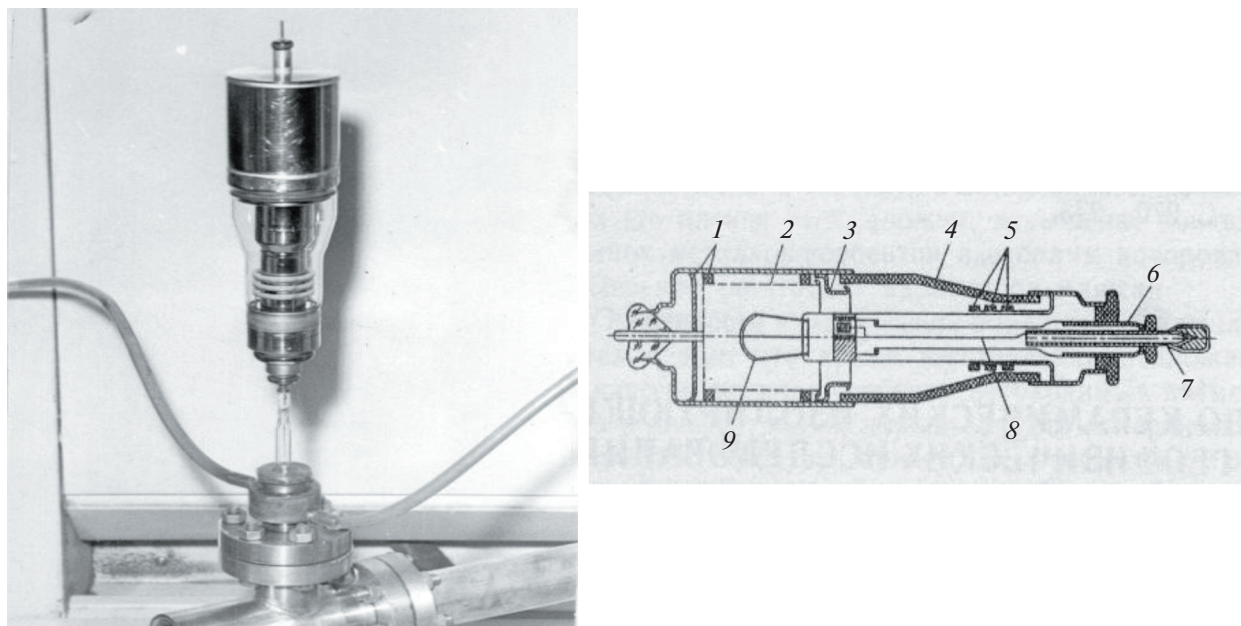


Рис. 3. Общий вид и схематический разрез вакуумной УТ ДИН-1: 1 – мишень; 2 – электрод подавления электронного тока; 3 – экранирующий электрод; 4 – изолятор; 5 – геттеры; 6 – электрический ввод; 7 – штенгель для отпайки УТ; 8 – электрод поджига ионного источника; 9 – анод.

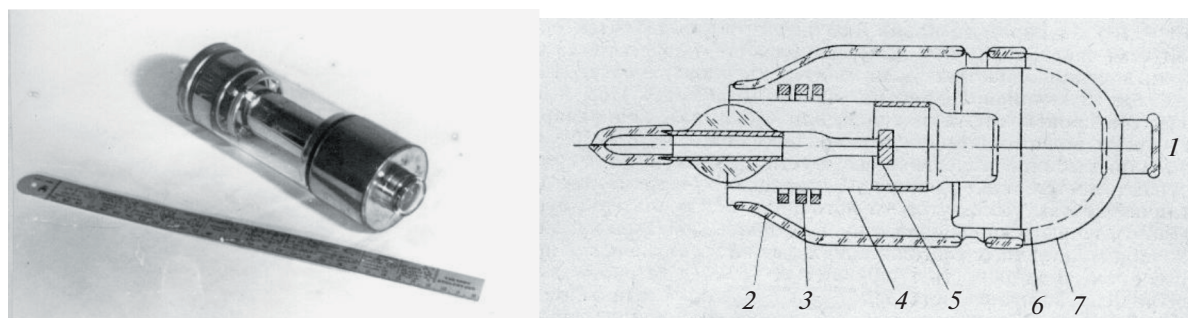


Рис. 4. Общий вид и схематический разрез изделия ЛНТ: 1 – оптическое окно; 2 – изолятор; 3 – геттеры; 4 – анод; 5 – лазерная мишень; 6 – катод с сетчатым электродом подавления электронного тока; 7 – нейтронообразующая мишень.

B_{\min} – нижняя границы множества $\tilde{G} = \{B_i > 0\}$, $\Phi(z)$ – функция Хевисайда, q – процент несрабатываний УТ, $\delta(B)$ – функция Дирака.

Наличие функции $p(B)$ позволяет оценивать импульсную нестабильность показаний монитора, измеряющего нейтронный выход ИНГ за импульс через ее второй центральный момент:

$$g = \frac{1}{\langle B \rangle} \left[\int_0^{\infty} dB (B - \langle B \rangle)^2 p(B) \right]^{\frac{1}{2}},$$

где

$$\langle B \rangle = \int_0^{\infty} dB B p(B)$$

– усредненный по массиву G нейтронный выход за один импульс срабатывания ИНГ. Эти параметры являются рабочими характеристиками конкретного ИНГ, используемого в рассматриваемом АМК.

Величина g определяет разброс показаний нейтронного монитора, на который влияет, как нестабильность генерации нейтронов, так и погрешность измерения нейтронного выхода. Ее относительное значение σ определялось в процессе калибровки систем регистрации с использованием стандартного ампульного полоний–бериллиевого источника нейтронов. В обсуждаемых экспериментах этот параметр составлял величину $\sigma \approx 0.1$ при доверительной вероятности 0.095. Тогда, следуя законам математической статистики [12], можно, исключая влияние погрешности из-

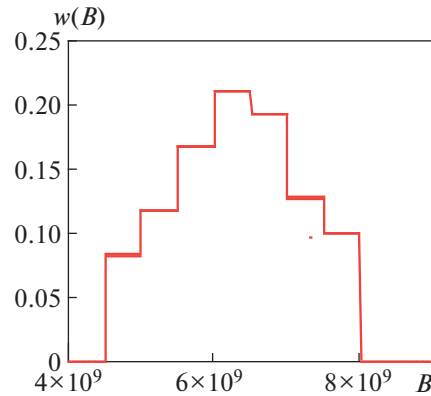


Рис. 5. Пример диаграммы относительного распределения нейтронных вспышек по нейтронному выходу B для ИНГ на базе УТ с лазерным источником дейтронов. На вертикальной оси откладывается процент нейтронных вспышек, соответствующий фиксированному интервалу значений нейтронного выхода за вспышку шириной $\Delta = 5 \times 10^8$.

мерений, для оценки нестабильности ИНГ использовать формулу:

$$s = (g^2 - \sigma^2)^{\frac{1}{2}}$$

Конкретно, в соответствии с формулами, приведенными выше, для ИНГ с УТ на базе вакуумно-дугового источника дейтронов (рис. 2, 3) было получено значение $s \approx 0.4$. Для ИНГ с УТ на базе лазерного источника дейтронов (рис. 4, 5) $s \approx 0.1$.

Компьютерный анализ показал, что, зависимость $p(B)$ можно аппроксимировать с точностью до единиц процентов равномерным распределением вида:

$$\tilde{p}(B) = \delta(B)q + \frac{[B - \langle B \rangle(1 - s\sqrt{3})]\Phi[\langle B \rangle(1 + s\sqrt{3}) - B](1 - q)}{2\sqrt{3}\langle B \rangle s}$$

Вернемся к вопросу восстановления параметра χ при анализе потока импульсов m на выходе системы телеметрии АМК после J нейтронных вспышек, соответствующих массиву G , по которому проведем усреднение величины m :

$$\langle m \rangle \approx \chi \int_0^\infty dB \frac{B}{1 + \chi BT} \tilde{p}(B) = \frac{1 - q}{T} \left[1 - \frac{1}{2\sqrt{3}s\chi \langle B \rangle T} \ln \frac{1 + \chi \langle B \rangle (1 + s\sqrt{3})T}{1 + \chi \langle B \rangle (1 - s\sqrt{3})T} \right]$$

Полученное выражение в неявном виде задает зависимость параметра χ от $\langle m \rangle$ и может служить аппаратом для его нахождения.

По аналогии можно рассмотреть случай, когда АМК содержит систему регистрации с “мертвым временем” продлевающегося типа. При этом усреднение величины m , с учетом (2), приводит к следующему результату:

$$\begin{aligned} \langle m \rangle &\approx \chi \int_0^\infty dB B \exp(-\chi BT) \tilde{p}(B) = \\ &= (1 - q) \frac{\exp(-\chi \langle B \rangle T)}{\sqrt{3}s\chi \langle B \rangle T^2} \{ (\chi \langle B \rangle T - 1) \text{sh}(\sqrt{3}s\chi \langle B \rangle T) - \\ &\quad - \sqrt{3}s\chi \langle B \rangle T \text{ch}(\sqrt{3}s\chi \langle B \rangle T) \}. \end{aligned}$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В результате проведенных исследований проанализирован характер импульсной нестабильности нейтронных характеристик двух типов вакуумных УТ.

2. Получены формулы для корректирования показаний АМК на базе ИНГ с учетом влияния “мертвого времени” регистрирующей аппаратуры и элементов случайности, проявляемых при генерации нейтронов в вакуумных УТ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Тустановский В.Т.* Генераторы нейтронов и контроль технологических процессов. 1980. Москва: Атомиздат.
2. *Жуйков Ю.Ф., Пряхин В.Н., Шиканов А.Е., Шиканов Е.А.* // Атомная энергия. 2004. Т. 97. № 3. С. 222–224.
3. *Богданович Б.Ю., Нестерович А.В., Шиканов А.Е. и др.* Дистанционный радиационный контроль с линейными ускорителями. Т. 1. 2009. Москва: Энергоатомиздат. Т. 2. 2012. Москва: Машиностроение.
4. *Ляпидевский В.К.* Методы детектирования излучений. 1987. Москва: Энергоатомиздат.
5. *Ильинский А.В., Кедров А.И., Михайлов В.А., Шиканов А.Е.* // Атомная энергия. 2004. Т. 97. № 5. С. 355–361.

6. Ватутин В.А., Телевинова Т.М., Чистяков В.П. Вероятностные методы в физических исследованиях. 1985. Москва: Наука.
7. Плешакова Р.П., Бессарабский Ю.Г., Пресняков Ю.К. и др. // Материалы конференции “Вакуумная наука и техника”. 2003. Т. 2. С. 333–335.
8. Бессарабский Ю.Г., Боголюбов Е.П., Курдюмов И.Г. и др. // Атомная энергия. 1994. Т. 77. № 3. С. 226–228.
9. Shikanov A.E. // Sov. At. Energy. 1987. V. 63 (1). P. 532–539.
10. Anan'in O.B., Kozlovsky K.I., Tsybin A.S., Shikanov A.E. // At. Energy. 2013. V. 115 (2). P. 137–141.
11. Власов Н.А. Нейтроны. 1971. Москва: Наука.
12. Худсон Д. Статистика для физиков. 1970. Москва: Мир. С. 27–89.

On the Statistical Analysis of the Formation of Secondary Radiation Fields in Remote Control Devices Based on Pulsed Neutron Generators

M. A. Gorbunov^{1, *}, A. V. Ilinskiy², R. P. Pleshakova², V. G. Tseitlin²,
A. E. Shikanov¹, E. Ya. Shkolnikov¹, and O. V. Yakovlev¹

¹National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

²Institute of Environmental, Geophysical and Radiation Technologies, Moscow, 127434 Russia

*e-mail: MAGorbunov@mephi.ru

Abstract—The paper is devoted to the study of the influence of pulsed instability of neutron generation on the efficiency of small-sized transportable HMCs. Experimental diagrams of the spread of the neutron output per trigger pulse for PNG based on vacuum ATs with vacuum - arc and laser sources of deuterons are analyzed. The possibility of approximating the probability density of the distribution with an accuracy of units of percent is established. Mathematical statistics methods have been used to obtain functions that allow correcting the HMC readings, taking into account the influence of the dead time of detection systems and the dispersion of the neutron output of PNG.

Keywords: neutron generator, accelerator tube, laser, instability of neutron generation, correction of miscalculations, nuclear control, dead time