
ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

ATOMIC NUCLEUS AND ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS

УДК 621.039.587

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АМПЛИТУД ИМПУЛЬСОВ ИОНИЗАЦИИ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ ДЕЛЕНИЯ ВСЛЕДСТВИЕ РАЗБРОСА ФРАГМЕНТОВ ДЕЛЕНИЯ ПО ВЕЛИЧИНАМ ИХ ЗАРЯДА, МАССЫ И ЭНЕРГИИ

ЛЭ ТХИ ЗИЕУ ХЬЕН¹⁾, А. А. ХРУЩИНСКИЙ²⁾, С. А. КУТЕНЬ²⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

²⁾НИУ «Институт ядерных проблем» БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030, г. Минск, Беларусь

Рассмотрен вопрос о распределении амплитуд импульсов ионизации в ионизационной камере деления вследствие разброса фрагментов деления по величинам их заряда, массы и энергии для потоков нейтронов с различной формой спектра. Расчеты выполнены с помощью программ *GEF* (для моделирования процессов ядерного деления) и *SRIM* (для расчета энергетических потерь ионов в веществе). Показано, что эмпирическая функция распределения импульсов по амплитуде имеет два максимума и слабо зависит от формы энергетического спектра

Образец цитирования:

Лэ Тхи Зиеу Хьен, Хрущинский А. А., Кутень С. А. Распределение амплитуд импульсов ионизации ионизационной камеры деления вследствие разброса фрагментов деления по величинам их заряда, массы и энергии // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2017. № 3. С. 50–56.

For citation:

Le Thi Dieu Hien, Khrutchinsky A. A., Kuten S. A. The distribution of the ionization pulse amplitudes in ionization fission chamber due to the fission fragments spread in terms of their charge, mass, and energy. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2017. No. 3. P. 50–56 (in Russ.).

Авторы:

Лэ Тхи Зиеу Хьен – аспирантка кафедры ядерной физики физического факультета. Научный руководитель – С. А. Кутень.
Аркадий Аркадьевич Хрущинский – кандидат физико-математических наук; ведущий научный сотрудник лаборатории теоретической физики и моделирования ядерных процессов.
Семен Адамович Кутень – кандидат физико-математических наук; заведующий лабораторией теоретической физики и моделирования ядерных процессов.

Authors:

Le Thi Dieu Hien, postgraduate student at the department of nuclear physics, faculty of physics.
hienle.job@gmail.com
Arkady Khrutchinsky, PhD (physics and mathematics); leading researcher at the laboratory of theoretical physics and modeling of nuclear problems.
arluchr@mail.ru
Siamion Kuten, PhD (physics and mathematics); head of the laboratory of theoretical physics and modeling of nuclear problems.
kut@inp.bsu.by

нейтронов. Этот результат позволяет утверждать, что при калибровке ионизационной камеры деления, работающей в импульсном режиме, можно использовать нейтроны с различным спектром, что должно существенно упростить процесс калибровки таких камер.

Ключевые слова: ионизационная камера деления; импульсный режим; распределение амплитуд импульсов ионизации; пробег; фрагмент.

THE DISTRIBUTION OF THE IONIZATION PULSE AMPLITUDES IN IONIZATION FISSION CHAMBER DUE TO THE FISSION FRAGMENTS SPREAD IN TERMS OF THEIR CHARGE, MASS, AND ENERGY

LE THI DIEU HIEN^a, A. A. KHRUTCHINSKY^b, S. A. KUTEN^b

^aBelarusian State University, Niezaliežnasci Avenue, 4, 220030, Minsk, Belarus

^bResearch Institute for Nuclear Problems, Belarusian State University,
Babrujskaja Street, 11, 220030, Minsk, Belarus

Corresponding author: S. A. Kuten (kut@inp.bsu.by)

In the present paper, the distribution of the ionization pulse amplitudes in a fission chamber (FC) due to the spread of fission fragments in terms of their charge, mass and energy is considered for different neutron flux spectra. The estimates are implemented by means of the programs: (i) *GEF* describing the nuclear fission processes and (ii) *SRIM* used to calculate the energy losses of ions in the matter. The obtained results demonstrate that the empirical distribution function of ionization pulse amplitudes has two maxima, being practically independent of the types of a neutron flux spectrum. This result allows us to conclude that neutrons with different spectra may be used to calibrate a pulsed mode FC. This should greatly simplify the calibration process for such cameras.

Key words: fission chamber; pulse mode; amplitude distribution; trajectory; fission fragments.

Введение

Ионизационная камера деления (ИКД) представляет собой газово-разрядный детектор [1; 2], широко используемый для измерения нейтронных потоков в ядерных реакторах [1–3]. В простейшем случае ИКД состоит из двух электродов, один из которых (радиатор) покрывается тонким слоем делящегося вещества, обычно ^{235}U (могут быть также слои ^{238}U , ^{232}Th , ^{239}Pu). При каждом делении ядра в радиаторе ИКД рождаются два осколка деления (фрагменты). Поскольку два осколка испускаются в противоположных направлениях, один из них обычно удерживается в радиаторе, другой летит в рабочий объем камеры, наполняемой специальным газом [4]. При делении ядер ^{235}U тепловыми нейтронами образуются более сорока разных пар осколков деления [5; 6]. Различным аспектам распределения этих пар осколков деления по их заряду (Z), массе (m) и энергии (E) посвящено много работ, в том числе [5–7]. Каждый осколок деления, который попадает в рабочий объем ИКД, производит ионизацию газа и создает определенное число пар ионов вдоль трека. Полный заряд, обусловленный производимыми электронами и ионизированными атомами, в импульсном режиме работы камеры собирается на ее электродах и определяет величину регистрируемого электрического импульса. Представляет интерес исследование разброса этих импульсов при реальном распределении фрагментов деления по параметрам Z , m и E , образуемых при делении ядра под действием нейтронов с различным энергетическим спектром.

В работе рассматриваются ИКД, поперечный размер которых превышает длину пробега осколков деления в газе, обычно используемые для вне реакторного контроля потоков нейтронов [8]. Учитывалась только первичная ионизация осколком деления, вторичная ионизация и рекомбинация ионов не рассматривались. В этом приближении амплитуда электрического импульса ИКД пропорциональна числу пар ионов, создаваемых осколком деления [9]. Естественно, в настоящей работе не рассматривается возможное искажение амплитуды импульса электрической схемой регистрации (в частности, неполный сбор заряда). На данном этапе, чтобы не рассматривать краевые эффекты, связанные с выходом осколка, не потерявшего всю энергию, на электрод, предполагалось, что межэлектродное расстояние превосходит максимальную длину трека. Далее, под распределением амплитуд импульсов ионизации будет пониматься распределение числа пар ионов, создаваемых осколками деления.

Разброс фрагментов деления по указанным параметрам (Z , m и E) моделировался с помощью программы *GEF* (*The General Description of Fission Observables*), предназначенной для моделирования процессов ядерного деления [10]. Величина первичной ионизации, создаваемая конкретным осколком в объеме ИКД, рассчитывалась программой *SRIM* (*The Stopping and Range of Ions in Matter*), предназначенной для расчета энергетических потерь ионов в веществе [11]. Синхронизированную работу обеих программ контролировал специальный скрипт, написанный на языке программы *Mathematica*. При моделировании в качестве рабочего газа рассматривался аргон при давлении 1 атм.

Если удельная ионизационная потеря энергии заряженной частицы равна $\frac{dE}{dx}$, а энергия для создания одной пары ионов равна ϵ , то число созданных пар ионов на единице пути на расстоянии s от точки генерации иона записывается уравнением

$$n = \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{dE}{dx} \Big|_{x=s}.$$

Энергия аргона, используемого в целях заполнения рабочего объема камеры, которая необходима для создания одной пары ионов, следующая: $\epsilon = 26,4$ эВ [12].

Расчет числа пар ионов, создаваемых осколками деления, осуществляется с помощью скрипта на языке программы *Mathematica*, запускающего программу *GEF*, которая для заданного энергетического распределения падающих на ИКД нейтронов рассчитывает два типа двумерных распределений осколков вынужденного деления ядра ^{235}U на плоскостях (m, Z) и (m, E) соответственно.

Программа *GEF* рассчитывает распределение осколков деления после излучения осколками как мгновенных, так и запаздывающих нейтронов и гамма-квантов. Типичное время дрейфа осколков в камере составляет доли наносекунд (10^{-10} с) [9], а время запаздывания – от нескольких миллисекунд до нескольких минут [6; 7]. Поскольку время запаздывания значительно превосходит время дрейфа осколков в камере, в дальнейшем исследуется только распределение осколков деления после излучения ими мгновенных нейтронов.

Для моноэнергетического потока падающих тепловых нейтронов ($E = 2,5 \cdot 10^{-8}$ МэВ) эти распределения, полученные в программе *GEF*, приведены для (m, Z) и (m, E) пар переменных на рис. 1, а, б, соответственно. Число событий на рис. 1, а, б, соразмерно числу осколков деления, попадающих в соответствующий элементарный двумерный интервал (dm, dZ) или (dm, dE) , при розыгрыше падающих на радиатор N нейтронов с заданным спектром (для рис. 1 $N = 100\,000$). При этом амплитуда на рис. 1, а, выражена в процентах.

Оба распределения, как следует из рис. 1, существенно отличны от нуля в двух областях по каждой из пар переменных (m, Z) и (m, E) .

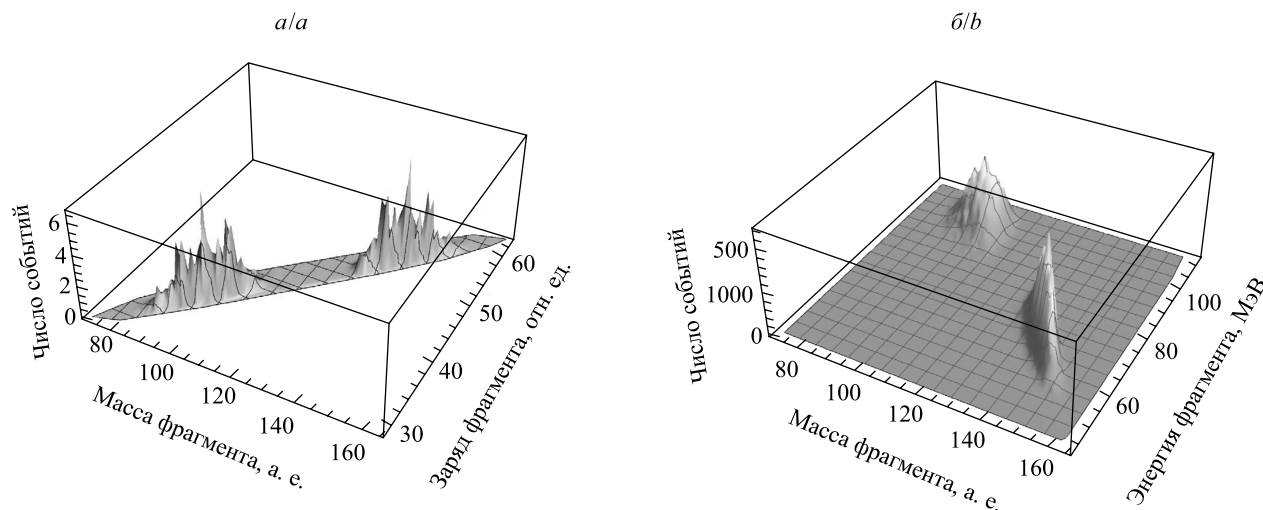


Рис. 1. Распределение фрагментов деления при делении ядра ^{235}U под действием потока нейтронов с энергией $E = 2,5 \cdot 10^{-8}$ МэВ:
а – по массе и заряду; б – по массе и энергии

Fig. 1. The distribution of fission fragments when the fission of the ^{235}U nucleus under the irradiation of a neutron flux with the energy $E = 2,5 \cdot 10^{-8}$ MeV:
а – on mass and charge; б – on mass and energy

Вкратце процедура построения распределения амплитуд импульсов ионизации состоит в следующем. Для сокращения времени расчета из полученных распределений (m, Z) и (m, E) в дальнейшем используются только значимые области, в которых содержится основная часть распределений и которые можно аппроксимировать двумя параллелограммами (в основании распределений (см. рис. 1)). Из указанных областей путем розыгрыша случайных событий производится случайная выборка по Z, m, E с весом, определяемым значением соответствующих функций в этих областях. Эта выборка далее используется в программе *SRIM*.

Для каждой из этих областей определения (Z, m) -распределения из интервала $(Z_{\min}, Z_{\max})$ разыгрывается случайным образом переменная Z (предполагается ее равномерное распределение на указанном отрезке).

$$Z = Z_{\min} (1 - \zeta) + Z_{\max} \zeta, \quad (1)$$

где $0 \leq \zeta \leq 1$ – равномерно распределенная случайная величина.

Для полученного значения Z аналогично (1) случайным образом разыгрывается масса осколка m в соответствии с равномерным распределением на отрезке $(m_{\min}(Z), m_{\max}(Z))$.

Далее, аналогичным образом для выбранного значения m из области определения (m, E) -распределения разыгрывается случайным образом энергия осколка как одно из возможных значений E из интервала $(E_{\min}(m), E_{\max}(m))$ в соответствии с равномерным распределением для этой переменной.

Значения функций, рассчитанных в программе *GEF* в точках (m, Z) и (m, E) , могут рассматриваться как вес каждой из этих точек $P_1(Z, m)$ и $P_2(m, E)$ соответственно, которые далее используются при построении функции распределения амплитуд импульсов ионизации.

Вышеуказанный скрипт передает выбранную тройку параметров (Z, m, E) в программу *SRIM*, которая рассчитывает значения выделенной на единицу длины энергии и пробег выделенного осколка деления как функции энергии. По этим величинам сначала рассчитывается количество пар ионов на единицу длины как функции длины пробега, затем – полное число ионных пар (n) на весь трек.

Эмпирическая функция распределения вероятности амплитуд импульсов ионизации, понимаемая как функция распределения осколков по общему числу пар ионов, созданных осколком деления в рабочем объеме камеры, строится в виде гистограммы, в которой для частоты событий используется обобщенный вес $P(Z, m, E)$ выделенного осколка. Для этого в бин гистограммы, соответствующей разбиению интервала величин n , добавляется величина, равная произведению весов рассматриваемого осколка, рассчитанных выше с использованием *GEF*-результатов:

$$P(Z, m, E) = P_1(Z, m)P_2(m, E). \quad (2)$$

Далее, организуется цикл по всем точкам обоих распределений, при этом полученные суммы в бинах гистограммы делятся на полную сумму весов. Это в итоге позволяет построить гистограмму эмпирической функции распределения вероятности амплитуд импульсов ионизации (2).

Результаты моделирования методом Монте-Карло

Исследованы распределения амплитуд импульсов ионизации при облучении камеры потоком нейтронов с различным спектром: тепловых нейтронов с энергией $E = 0,025$ эВ, нейтронов со спектром Максвелла и реакторных нейтронов со спектром Уатта. Для случая спектра Максвелла рассмотрены распределения амплитуд импульсов, обусловленные двумя группами нейтронов: медленными нейтронами с температурой (T) 0,025 эВ и быстрыми нейтронами с температурой 0,5 МэВ. Нейтронный спектр Уатта, получаемый в реакторе при делении ядер ^{235}U тепловыми нейтронами, описывался формулой

$$f(E) = ce^{-E/a} \sinh(\sqrt{bE}),$$

где c – нормировочная постоянная; величины a и b для ядра ^{235}U составляют: $a = 0,988$ МэВ, $b = 2,249$ МэВ $^{-1}$ [13].

Во всех случаях распределения амплитуд импульсов ионизации качественно подобны друг другу: распределение имеет два явно выраженных максимума для трех типов спектра, указанных выше. Эти максимумы соответствуют областям двугорбой поверхности (m, Z) и (m, E) на рис. 1.

Поскольку распределения амплитуд импульсов ионизации для трех типов нейтронного спектра практически не отличаются друг от друга, ниже приведены результаты только для спектра Максвелла в разных энергетических диапазонах – тепловые нейтроны ($T = 0,025$ эВ) (рис. 2) и быстрые нейтроны ($T = 0,5$ МэВ) (рис. 3). Сами амплитуды распределений (ординаты) на этих рисунках нормированы на их сумму по всей области значений числа пар ионов.

Первый максимум на рис. 1 и 2 соответствует числу пар ионов, создаваемых тяжелыми осколками деления, второй максимум обусловлен легкими осколками деления. Это следует из простых физических

соображений. Поскольку длина пробега осколков деления в газе камеры составляет несколько сантиметров [14], а в работе рассматриваются только сравнительно большие ИКД, радиус которых превышает длину пробега осколков деления (например, камеры КНТ-31, КНТ-54-1 [8; 15]), то осколки деления будут полностью тормозиться в рабочем объеме камеры. В этом случае ионизационная потеря энергии заряженного осколка равна его полной кинетической энергии. Кинетическая энергия тяжелых осколков деления меньше, чем легких осколков деления (см. рис. 1). Следовательно, число пар ионов, создаваемых тяжелыми осколками деления, меньше числа пар ионов, создаваемых легкими осколками деления. Этому соответствует первый пик в распределениях амплитуд ионизации на рис. 2 и 3.

В случае увеличения энергии тепловых нейтронов в четыре раза (см. рис. 2) второй максимум в распределении амплитуд импульсов ионизации, соответствующий более интенсивному образованию пар ионов, несколько уменьшается по своей амплитуде. В то же время при облучении камеры быстрыми нейтронами для аналогичного пика при таком же увеличении энергии нейтронов (см. рис. 3) наблюдается слабый рост его амплитуды.

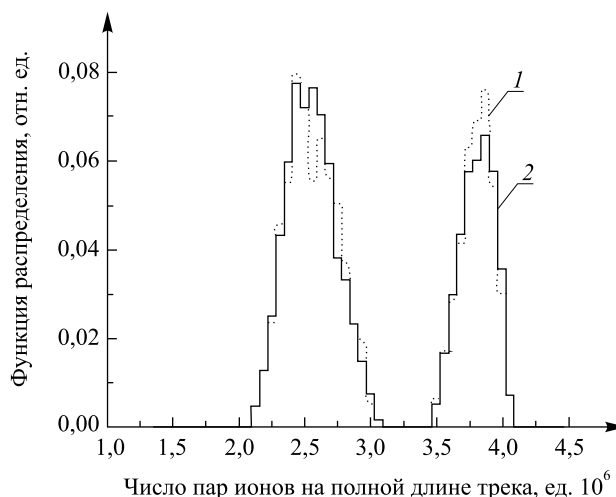


Рис. 2. Распределение амплитуд импульсов ионизации для потоков тепловых нейтронов, вызывающих деления и имеющих спектр Максвелла: 1 – $T = 0,025$ эВ; 2 – $T = 0,1$ эВ

Fig. 2. The distribution of the ionization pulse amplitudes for flux of thermal neutrons having the Maxwell spectrum and causing fission: 1 – $T = 0.025$ eV; 2 – $T = 0.1$ eV

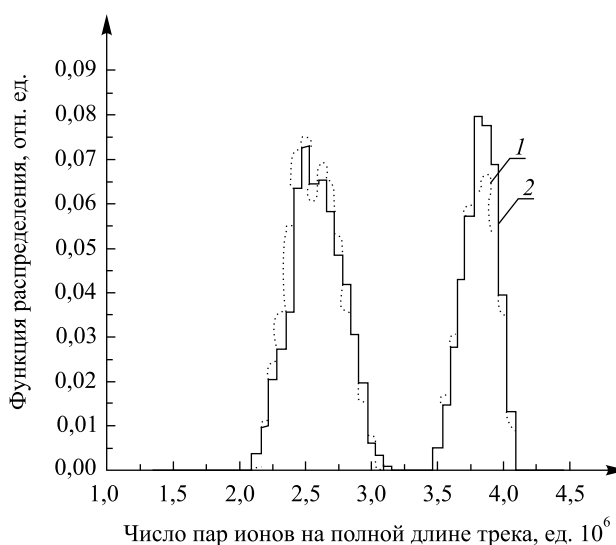


Рис. 3. Распределение амплитуд импульсов ионизации для потоков нейтронов, вызывающих деления и имеющих спектр Максвелла: 1 – $T = 0,5$ МэВ; 2 – $T = 2,0$ МэВ

Fig. 3. The distribution of the ionization pulse amplitudes for flux of fast neutrons having the Maxwell spectrum and causing fission: 1 – $T = 0.5$ MeV; 2 – $T = 2.0$ MeV

Поскольку в силу построения самого распределения площадь под двумя пиками не зависит от энергии падающих нейтронов, изменение площади под каждым из них служит качественным критерием изменения распределения в зависимости от энергии падающих нейтронов. Среднее изменение, понимаемое как полусумма изменений отдельных пиков, составляет 3,3 %, для тепловых и быстрых нейтронов – 9 %. Анализ показывает, что эти закономерности вызваны в конечном итоге особенностями двугорбого распределения осколков деления по массовым числам при делении ядра ^{235}U тепловыми и быстрыми нейтронами.

Следует отметить, что, несмотря на вышеуказанную относительно слабую зависимость двухпиковой картины распределения амплитуд импульсов ионизации от энергии падающих нейтронов, эта картина в принципе может быть использована для получения грубой информации о спектре падающих нейтронов. Для этого надо применить в схеме регистрации камеры амплитудную дискриминацию, что позволит отделить пики друг от друга.

Заключение

В работе проведено исследование разброса амплитуд импульсов ионизации в ионизационной камере деления на основе ^{235}U из-за разброса фрагментов деления по заряду, массе и энергии.

С использованием разработанного подхода и программ *GEF* и *SRIM* рассчитаны эмпирические функции распределения для разброса амплитуд импульсов ионизации в ИКД для потоков нейтронов различных спектров (моноэнергетические тепловые нейтроны, максвелловский спектр, спектр Уатта). Для всех спектров на распределении имеются два максимума, соответствующих двум областям, в которых с наибольшей вероятностью лежат параметры фрагментов деления. Форма распределения амплитуд импульсов ионизации слабо зависит от энергетического распределения нейтронов (изменение составляет около 3 и 9 % для тепловых и быстрых нейтронов соответственно). Это позволяет утверждать, что при калибровке ИКД, работающей в импульсном режиме, можно использовать нейтроны с различными спектрами, что должно существенно упростить процесс калибровки таких камер.

Библиографические ссылки

1. Малышев Е. К., Засадыч Ю. Б., Стабровский С. А. Газоразрядные детекторы для контроля ядерных реакторов. М., 1991.
2. Ле Thi Dieu Hien, Kuten S. A., Khrutchinsky A. A. Распределение начальной ионизации в рабочем объеме ионизационной камеры // Весці Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. 2017. № 1. С. 111–119.
3. Filliatrea P., Jammes C., Geslot B., et al. A Monte Carlo simulation of the fission chambers neutron-induced pulse shape using the GARFIELD suite // Nucl. Instr. Meth. A. 2012. Vol. 678. P. 139–147.
4. Tsoulfanidis N. Measurement and detection of radiation, second edition. Washington, 1995.
5. Elmer E. Lewis. Fundamentals of Nuclear Reactor Physics. New York, 2008.
6. Климов А. Н. Ядерная физика и ядерные реакторы. М., 1985.
7. Бартоломей Г. Г., Байбаков В. Д., Алхутлов М. С. и др. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов. М., 1982.
8. Волков С. В., Кирилкин Н. С. Детекторы нейтронов для программно-управляемых каналов контроля нейтронного потока // Приборы и системы. Управление, контроль, диагностика. 2006. № 10. С. 42–50.
9. Калашиникова В. И., Козодаев М. С. Детекторы элементарных частиц. М., 1966.
10. Schmidt K.-H., Jurado B., Amouroux Ch. General description of fission observables, GEF model // JEFF Report 24, NEA Data Bank of the OECD. 2014.
11. Ziegler J. F., Biersack J. P., Littmark U. SRIM – The Stopping and Range of Ions in Solids. New York, 1996.
12. Chabod S., Fioni G., Letourneau A., et al. Modeling of Fission Chambers in Current Mode – Analytical Approach // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. Vol. 566. P. 633–653.
13. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B / ed. by J. F. Briesmeister. Los Alamos, 1997.
14. Poujade O., Lebrun A. Modeling of the saturation current of a fission chamber taking into account the distortion of electric field due to space charge effects // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. Vol. 433. P. 673.
15. Дмитриев А. Б., Малышев Е. К. Нейтронные ионизационные камеры для реакторной техники. М., 1975.

References

1. Malyshev E. K., Zasadych Yu. B., Stabrovsky S. A. Gas-Discharge detectors for the nuclear reactors control. Moscow, 1991 (in Russ.).
2. Le Thi Dieu Hien, Kuten S. A., Khrutchinsky A. A. Initial ionization distribution in active volume of ionization chamber. *Proc. Natl. Acad. Sci. Belarus. Ser. phys.-math. sci.* 2017. No. 1. P. 111–119 (in Russ.).
3. Filliatrea P., Jammes C., Geslot B., et al. A Monte Carlo simulation of the fission chambers neutron-induced pulse shape using the GARFIELD suite. *Nucl. Instr. Meth. A.* 2012. Vol. 678. P. 139–147.
4. Tsoulfanidis N. Measurement and detection of radiation, second edition. Washington, 1995.
5. Elmer E. Lewis. Fundamentals of Nuclear Reactor Physics. New York, 2008.

6. Klimov A. N. Nuclear physics and nuclear reactors. Moscow, 1985 (in Russ.).
7. Bartolomey G. G., Baibakov V. D., Alhutov M. S., et al. Basic theory and methods for calculating nuclear power reactors. Moscow, 1982 (in Russ.).
8. Volkov S. V., Kirilkin N. S. Neutron detectors for software control channels of neutron flux. *Prib. sist. Upravlenie, kontrol', diagn.* 2006. No. 10. P. 42–50 (in Russ.).
9. Kalashnikova V. I., Kozodaev M. S. Detectors of elementary particles. Moscow, 1966 (in Russ.).
10. Schmidt K.-H., Jurado B., Amouroux Ch. General description of fission observables, GEF model. *JEFF Report 24, NEA Data Bank of the OECD*. 2014.
11. Ziegler J. F., Biersack J. P., Littmark U. SRIM – The Stopping and Range of Ions in Solids. New York, 1996.
12. Chabod S., Fioni G., Letourneau A., et al. Modeling of Fission Chambers in Current Mode – Analytical Approach. *Nucl. Instr. Meth. A*. 2006. Vol. 566. P. 633–653.
13. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B. Los Alamos, 1997.
14. Poujade O., Lebrun A. Modeling of the saturation current of a fission chamber taking into account the distortion of electric field due to space charge effects. *Nucl. Instr. Meth. A*. 1999. Vol. 433. P. 673.
15. Dmitriev A. B., Malyshev E. K. Neutron ionization chambers for reactor equipment. Moscow, 1975 (in Russ.).

Статья поступила в редколлегию 30.05.2017.
Received by editorial board 30.05.2017.