

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕГО ЗАРЯДА В ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЕ

**С.А. Морозов, Д.М. Швецов, П.С. Шутов, С.С. Шутов**

*ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск*



В статье описан метод определения среднего заряда, возникающего в ионизационной камере при регистрации одного нейтрона.

Метод состоит из двух этапов. Первый этап заключается в измерении среднего тока камеры и вычислении спектральной плотности мощности его флуктуационной составляющей; второй этап – в измерении амплитудного спектра импульсов в относительных единицах.

Излагается алгоритм обработки экспериментальных результатов с целью вычисления среднего заряда на акт регистрации одного нейтрона. В заключение приводится величина среднего заряда на регистрацию одного нейтрона в ионизационной камере КНТ-25, полученная описываемым методом, –  $(2,02 \pm 0,18) \cdot 10^{-13}$  Кл.

Электрический заряд, который образуется в ионизационной камере при регистрации нейтрона, определяет ее чувствительность при работе в токовом режиме и дискриминационную способность в импульсном. Особенно актуальным знание этой величины оказывается при расчетном определении тока детектора, предназначенного для регистрации нейтронного потока из ядерного реактора. Величина заряда в этом случае является коэффициентом, связывающим расчетную скорость реакций в радиаторе детектора с его средним током.

Обычно величину среднего заряда получают, измеряя средний ток в камере и соответствующую ему скорость счета импульсов. Отношение этих величин равно среднему значению заряда.

Однако шумы регистрирующей аппаратуры и импульсы от альфа-частиц (в случае камер деления) не позволяют непосредственно определить долю интенсивности счета, обусловленную импульсами малой амплитуды от регистрации нейтронов. Для преодоления этой неопределенности проводят измерение дифференциального или интегрального спектра импульсов и затем экстраполируют его к нулевому каналу анализатора или нулевому уровню дискриминации.

В данной статье описан другой, так называемый полустатистический подход, основанный на измерении тока и спектральной плотности шумов тока ионизационного нейтронного детектора. Метод продемонстрирован на примере с урановой камерой деления КНТ-25.

### ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Процессы, протекающие в ионизационной камере, чрезвычайно разнообразны – ионизация газа, образование электроотрицательных ионов, рекомбинация, диф-

фузия заряженных частиц. И, если в области насыщения эффекты от рекомбинации и диффузии становятся достаточно малыми, то учет таких параметров как координата, направление трека ионизации относительно силовых линий электрического поля, энергия ионизирующей частицы и других представляет собой сложную задачу, решение которой возможно лишь для частных случаев. Некоторые теоретические выражения и расчеты представлены в [1–3].

Однако для ряда практических случаев нет необходимости в подробном описании процессов в камере. Ее можно рассматривать как устройство, на вход которого поступают частицы, а на выходе возникают электрические сигналы. Динамические свойства ионизационной камеры можно описать с помощью функции отклика  $i(t)$ , которая определяет величину и форму импульса тока при регистрации частицы. Представим ее в виде произведения заряда  $q$ , создаваемого в результате ионизации, и, вообще говоря, случайной функции времени (импульсной переходной функции)  $h(t)$ , которая определяется параметрами камеры и распределением зарядов в треке:

$$i(t) = q h(t). \quad (1)$$

Эти рассуждения справедливы для зарядов обоих знаков, которые являются случайными величинами.

Из очевидного соотношения

$$\int_0^{\infty} i(t) dt = q \int_0^{\infty} h(t) dt = q \quad (2)$$

следует условие нормировки для  $h(t)$ :

$$\int_0^{\infty} h(t) dt = 1. \quad (3)$$

Средний ток в камере определяется средней скоростью регистрации  $n_0$  и средней величиной заряда  $\bar{q}$  и, согласно первой формуле Кэмпбелла [7], записывается в виде

$$\bar{J} = n_0 \bar{q}. \quad (4)$$

Таким образом, принятая в настоящей работе модель шумов тока в ионизационной камере содержит следующие предположения:

- регистрируемые импульсы имеют пуассоновский закон распределения, т.е. вероятность зарегистрировать  $n$  импульсов за интервал  $\tau$  задается законом

$$P_{\tau}(n) = \frac{(n_0 \tau)^n}{n!} e^{-n_0 \tau}, \quad (5)$$

где  $n_0$  – среднее число импульсов в единицу времени;

- величина заряда  $q$  в акте регистрации является случайной величиной;
- импульсная переходная функция  $h(t)$  является случайной функцией, подчиняется условию (3) и не зависит от величины заряда.

Согласно формуле Кэмпбелла для второго момента случайного процесса с наложением пуассоновских возмущений [7, 8], корреляционная функция флюктуаций тока камеры имеет вид:

$$R(\tau) = \langle (J(t) - \bar{J})(J(t + \tau) - \bar{J}) \rangle = n_0 \overline{q^2} \int_0^{\infty} \bar{h}(t) \bar{h}(t + \tau) dt. \quad (6)$$

Односторонняя спектральная плотность мощности связана с автокорреляционной функцией выражением [5]:

$$S(f) = 2 \cdot \int_0^{\infty} R(\tau) \cdot e^{-j2\pi f \tau} d\tau. \quad (7)$$

Подставив (6) в (7), получим выражение для спектральной плотности шума (флуктуаций) тока камеры:

$$S(f) = 2\bar{q}^2 n_0 |H|^2 \quad (8)$$

Функция  $H$  является преобразованием Фурье усредненной импульсной переходной функции  $\bar{h}(\tau)$ :

$$H(j2\pi f) = \int_0^\infty \bar{h}(\tau) \cdot e^{-j2\pi f\tau} d\tau. \quad (9)$$

Следует отметить, что функция  $H$  при нулевой частоте равна единице не зависимо от вида импульсной переходной функции при выполнении условия (3). Отсюда следует, что при  $f \rightarrow 0$

$$S(0) = 2n_0 \bar{q}^2 = 2\gamma^2 \bar{q} \bar{J}, \quad (10)$$

где  $\bar{q}$  – полный средний заряд, генерируемый в камере при регистрации нейтрона;  $\bar{J} = n_0 \bar{q}$  – средний ток;  $\gamma^2 = \frac{\bar{q}^2}{\bar{q}}$ .

Выражение (10) отличается от «классической» формулы Шоттки для дробового эффекта множителем  $\gamma^2$ , который учитывает случайный характер величины заряда. Из (10) следует, что средний заряд в импульсе равен

$$\bar{q} = \frac{S(0)}{2\gamma^2 \bar{J}}. \quad (11)$$

Значение  $\gamma^2$  можно определить, измеряя амплитудный спектр импульсов камеры при облучении ее источником нейтронов. Для измерения спектра обычно используют многоканальный амплитудный анализатор. Номер канала  $k$ , в котором зарегистрирован импульс, пропорционален величине импульса, т.е. величине заряда  $q$

$$q = Ck, \quad (12)$$

где  $C$  – градуировочный коэффициент.

Если спектр импульсов обозначить через  $N(k)$ , то средняя величина заряда равна

$$\bar{q} = \frac{\sum CkN(k)}{\sum N(k)}. \quad (13)$$

Выражение для среднего квадрата заряда имеет вид:

$$\bar{q}^2 = \frac{\sum C^2 k^2 N(k)}{\sum N(k)}. \quad (14)$$

Суммирование ведется по всем каналам. Из (13) и (14) следует, что

$$\gamma^2 = \frac{\bar{q}^2}{\bar{q}} = \frac{\sum k^2 N(k) \sum N(k)}{[\sum kN(k)]^2}. \quad (15)$$

Таким образом, процедура определения  $\bar{q}$  складывается из двух этапов: определения характеристик тока – его величины и спектральной плотности мощности его шума, и определения характеристики формы спектра импульсов от регистрируемых нейтронов  $\gamma^2$ .

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТОКА

Измерения спектральной плотности и величины тока камеры КНТ-25 производились на критическом стенде ФС-1М. Критический стенд использовался как ис-

точник нейтронов. Однако необходимо учитывать, что процесс регистрации нейтронного потока из реактора не является пуассоновским. Согласно модели Кона [6], спектральная плотность мощности тока ионизационной камеры, облучаемой нейтронами реактора, складывается из двух составляющих – «белого» шума регистрации и шума непосредственно реактора. С учетом выражения (11) формула Кона может быть записана следующим образом:

$$S(f) = 2\gamma^2 \bar{q} \cdot \bar{J} + 2\bar{q} \cdot \bar{J} \frac{v \cdot (v-1)}{\bar{v}^2} \cdot \frac{\varepsilon}{\beta^2}, \frac{\lambda_{\max}}{2\pi} \ll f \ll \frac{\alpha_0}{2\pi}, \quad (16)$$

где  $\lambda_{\max}$  – максимальная константа распада запаздывающих нейтронов,  $\alpha_0$  – постоянная спада мгновенных нейтронов,  $\frac{v \cdot (v-1)}{\bar{v}^2} = 0.795$  – параметр Дайвона;  $\beta$  – эффективная доля запаздывающих нейтронов;  $\varepsilon$  – эффективность детектора, которую в данной задаче можно определить как величину, пропорциональную отношению тока камеры  $\bar{J}$  к мощности реактора  $F$ , т.е.  $\varepsilon \sim \bar{J}/F$ . Тогда уравнение (16) можно переписать в виде

$$\frac{S}{\bar{J}} = 2\gamma^2 \bar{q} + A \cdot \frac{\bar{J}}{F}. \quad (17)$$

Уравнение (17) имеет 2 неизвестные – средний заряд и константу  $A$ . Остальные величины являются измеряемыми, причем мощность  $F$  может быть выражена в любых абсолютных либо относительных единицах. Таким образом, если провести измерения при двух положениях камеры с различными значениями эффективности, можно определить

$$\bar{q}\gamma^2 = \frac{1}{2} \frac{\frac{S_2 \bar{J}_1}{F_1 \bar{J}_2} - \frac{S_1 \bar{J}_2}{F_2 \bar{J}_1}}{\frac{\bar{J}_1}{F_1} - \frac{\bar{J}_2}{F_2}}, \quad (18)$$

$\bar{J}$ ,  $S$ ,  $F$  – средние токи, спектральные плотности в области низких частот ( $f \ll \alpha_0/2\pi$ ) и уровни мощности реактора при двух положениях детектора (1 и 2).

Из измеряемых величин тока и спектральной плотности необходимо вычесть вклад, вносимый альфа-частицами. Значения уровней мощности играют роль весовых множителей. Результаты экспериментов приведены в табл. 1 (эксперимент 3 заключался в измерении характеристик фонового  $\alpha$ -тока).

Таблица 1

### Результаты экспериментов

	Мощность реактора, Вт	Ток камеры, А	Спектральная плотность мощности тока камеры, А <sup>2</sup> /Гц
Эксперимент № 1 (камера в центральной полости реактора)	0,03	$6,2 \cdot 10^{-8}$	$1,26 \cdot 10^{-19}$
Эксперимент № 2 (камера над торцевой поверхностью реактора)	1,7	$1,41 \cdot 10^{-7}$	$7,53 \cdot 10^{-20}$
Эксперимент № 3	0	$1,01 \cdot 10^{-8}$	$2,90 \cdot 10^{-22}$

Величина произведения  $\bar{q}\gamma^2$ , вычисленная по формуле (18), получилась равной  $2,45 \cdot 10^{-13}$  Кл. Аналогичное произведение для  $\alpha$ -частицы равно  $1,44 \cdot 10^{-14}$  Кл.

Разумеется, процедура обработки значительно упростится, если имеется возможность работать с пуассоновским источником достаточно высокой интенсивности. При использовании критической сборки можно практически исключить «реакторный» компонент шумов, если уменьшить эффективность детектора, удалив его от реактора на достаточно большое расстояние.

### ИЗМЕРЕНИЕ $\gamma^2$ И ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ЗАРЯДА

Оценка отношения  $\gamma^2 = \frac{\overline{q^2}}{\bar{q}^2}$  производилась на основе измерения спектра импульсов с помощью амплитудного анализатора при облучении камеры нейтронами от источника.

Число каналов анализатора составляло 1000. Измерения были повторены без источника, чтобы учесть вклад импульсов фона от альфа-частиц, а также собственные шумы аппаратуры. Вычисление  $\gamma^2$  выполнялось по выражению (15), после вычитания «фонового» спектра.

Статистическая погрешность разностной величины  $N(100)$  (число импульсов в сотом канале после вычитания фона) составляет около 20%; данная погрешность резко возрастает по мере уменьшения номера канала (для  $N(80)$  – 50%, для  $N(50)$  – более 100%).

Поэтому спектр в области от 1 до 100 канала определялся путем экстраполяции спектра диапазона 101–150 каналов. Для экстраполяции были использованы простейшие линейная и квадратичная формы сглаживания величин  $N(k)$  и  $\ln N(k)$ ; результаты, противоречащие физическому смыслу, отбрасывались.

Окончательные результаты приведены в табл. 2.

Таблица 2

#### Результаты определения средней величины заряда в импульсе

№	Функция сглаживания	$\gamma^2$	$\bar{q}$ , Кл
1	$M(k) = a \cdot k$	1.21	$2.02 \cdot 10^{-13}$
2	$\ln M(k) = a \cdot k + b$	1.25	$1.96 \cdot 10^{-13}$
3	$\ln M(k) = a \cdot k^2 + b \cdot k + c$	1.20	$2.04 \cdot 10^{-13}$

Статистическая погрешность произведения  $\bar{q}\gamma^2$  с учетом величин, входящих в (18), равна 8,7%; статистическая погрешность  $\gamma^2$  равна 1,2%. Таким образом, случайная компонента в погрешности окончательной величины  $\bar{q}$  составляет 8,8%. Кроме того, существует также методическая погрешность, связанная со способом экстраполяции, оценить которую достаточно сложно. Повышение степени полинома в функции сглаживания либо приводит к абсурдным результатам для первых каналов, либо фактически не изменяет величины  $\gamma^2$ . Можно принять, что истинное значение  $\gamma^2$  лежит в пределах  $1,20 \div 1,25$ , т.е. неопределенность составляет 4,2%. Принимая эту величину за меру погрешности в предположении нормального закона распределения, получим оценку результирующей погрешности  $\bar{q}$  порядка 10%.

## ВЫВОДЫ

Данную работу можно рассматривать как новую методику определения среднего заряда в ионизационных камерах, альтернативную импульсно-токовой методике.

По результатам настоящей работы величину среднего заряда в камере КНТ-25 можно принять равной

$$\bar{q} = (2.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-13} \text{ Кл.}$$

Согласно данным разработчика камеры, полученным по традиционной импульсно-токовой методике, величина  $\bar{q}$  составляет

$$\bar{q} = (2.5 \pm 0.25) \cdot 10^{-13} \text{ Кл.}$$

Возможно в этой методике экстраполяция спектра в область малых амплитуд импульсов приводит к занижению их числа, что в конечном счете дает завышенное значение заряда по импульсной методике. В то же время в предлагаемой методике погрешности экстраполяции имеют меньшее значение. В самом деле, различные функции сглаживания практически не влияют на величину  $\gamma^2$ , статистическая погрешность этой величины невелика (около 1%), а вклад импульсов с малыми амплитудами в  $\gamma^2$  невелик.

В техническом исполнении полустатистическая методика, несомненно, проще импульсной. К тому же она не имеет ограничений по величине измеряемого ионизационного заряда в детекторе. Особенно это касается области малых зарядов, например, в токовых камерах с борным или гелиевым радиаторами. Реализация импульсной методики применительно к этим камерам представляется затруднительной из-за возрастающих погрешностей в оценке истинной скорости счета в камере. Полустатистическая методика даже в этом случае позволит измерить среднюю величину заряда с точностью до коэффициента  $\gamma^2$ , расчетная величина которого для многих видов амплитудных распределений импульсов отличается от единицы не более чем на (10÷15)%.

## Литература

1. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. – М.: Атомиздат, 1977.
2. Калашникова В.И., Козодаев М.С. Детекторы элементарных частиц. – М.: Наука, 1966.
3. Малышев Е.К., Засадыч Ю.Б., Стабровский С.А. Газоразрядные детекторы для контроля ядерных реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
4. Даниленко В.П., Морозов С.А., Ковтун С.Н. и др. Исследование динамических характеристик ионизационных камер/Препринт ГНЦ РФ-ФЭИ № 2604. – Обнинск, 1997.
5. Бендат Дж., Пирсол Н. Измерение и анализ случайных процессов. – М.: Мир, 1974 г.
6. Кипин Дж.Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1967.
7. Тихонов В.И. Статистическая радиотехника. – М.: Советское радио, 1966.
8. Мак-Доналд Д. Введение в физику шумов и флуктуаций. – М.: Мир, 1964.

Поступила в редакцию 5.02.2008

natural uranium at partial loading a reactor by thorium are analyzed. The high neutron economy of the CANDU reactor, its ability to be refuelled while operating at full power, its fuel channel design, and its simple fuel bundle provide an evolutionary path for allowing full exploitation of the energy potential of thorium fuel cycles in existing reactors. The open thorium fuel cycle in CANDU reactors provides an evolutionary approach to exploiting the energy potential of thorium. Use of the thorium fuel cycle in CANDU reactors ensures long-term supplies of nuclear fuel, using a proven, reliable reactor technology.

#### УДК 539.1

*The Determination of the average Charge in the Ion Chamber \ S.A. Morozov, D.M. Shvetsov, P. S. Shutov, S.S. Shutov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnich zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of High Schools. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 6 pages, 2 tables. – References, 8 titles.*

A method of the average charge measurements per neutron registration in the ion chamber has been described.

The method consists of two parts. The first part includes measurement of the average current and its spectral power density measurements. The second one consists in measurement of the amplitude spectrum in relative units.

In this article the algorithm of processing of experimental results with the purpose of calculation of an average charge per neutron registration is described. The method was used for KHT-25 chamber. The average charge is equal to  $(2,02 \pm 0,18) \cdot 10^{-13}$  C.

#### УДК 621.039.542

*Experimental Study of the Processes of Heat Exchange and Profiles of Temperature of the Flow of the Heavy Liquid Metal Heat-Transfer Agent \ A.V. Besnosov, O.O. Novozhilova, S.Yu. Savinov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnich zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of High Schools. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 11 pages, 9 illustrations. – References, 6 titles.*

In this article are presented results of the experimental studies of the heat exchange to the lead heat-transfer agent in the annular clearance in the circulation contour with the controlled and operated processes of mass exchange and mass transfer of the oxygen admixture. The studies have been carry out in the non-isothermal contour (in this article the results of the experiments received in the heat-extended experimental section the imitator fuel element of the active zone) with the circulation of lead heat-transfer agent at a temperature 450–550°C, the average velocity of the heat-transfer agent 0.1 – 1.5 м/с, Peclet number 500 – 6000 and average heat flow 50 – 160 kW/m<sup>2</sup>. The Contents of the oxygen in different point of the sidebar was supported within the range of thermodynamic activity of the oxygen 10<sup>-5</sup>–10<sup>0</sup>. The oxygen content at different points of contour was supported in the range of the thermodynamic activity of oxygen 10<sup>-5</sup> – 10<sup>0</sup>. Processes in the non-isothermal liquid-metal contour with the heating (the imitator of the fuel element of the active zone) experimental section simulate the dependence of the characteristics of heat exchange in the contour on the characteristics of the mass transfer of admixtures.

#### УДК 621.039.5

*Numerical Simulation of Velocity Distribution and Water Pressure in Reactor Model Setting \ I.A. Chusov, V.A. Sarkisov, Yu.S. Yuryev, D.V. Zaytsev; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnich zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of High Schools. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 10 pages, 9 illustrations, 1 table. – References, 15 titles.*

The velocity distribution, pressure in the header and the flowrates in working channels of two loops reactor plant hydraulic model were obtained in the paper based on three-dimensional numerical calculations. Calculations were carried out both for the standard operation mode and for case of the reduction of one of the feed water pumps delivery till the full shutdown. It was shown that it brings to the significant re-distribution of the flowrates in the channels. The analysis of the eddy zones in the lower header and in the downhole circular channel has been performed.