

## ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

УДК 539.1.08

### ДВУХПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ КОРРЕКЦИЯ ПРОСЧЕТОВ В СИСТЕМАХ РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ НА БАЗЕ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

© 2013 г. Б. Ю. Богданович, А. В. Нестерович,  
А. Е. Шиканов, А. В. Ильинский\*, Е. А. Шиканов\*

*Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”*

*Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31*

*\* Экспериментальный завод импульсной техники*

*Россия, 111024, Москва, Андроновское ш., 26, стр. 9*

Поступила в редакцию 15.08.2012 г.

Рассмотрены вопросы коррекции просчетов в трактах регистрации систем радиационного контроля на базе линейных ускорителей. При этом учитывается двухпараметрический характер зависимости наблюдаемой скорости счета на выходе систем детектирования от истинного числа ядерных событий. Получены уравнения для вычисления параметров этих зависимостей с использованием данных контрольных тестовых измерений. Обсуждается схема коррекции просчетов с учетом полученных зависимостей. В качестве реального примера рассмотрен процесс калибровки аппаратурно-методического комплекса нейтронного каротажа с ускорительной трубкой с учетом двухпараметрической коррекции. В дальнейшем предполагается проведение тестовых измерений на линейном резонансном ускорителе протонов в помещении РУЦ НИЯУ МИФИ.

DOI: 10.7868/S003281621303021X

В устройствах дистанционного радиационного контроля процесс регистрации частиц, а следовательно, и появление отдельных импульсов на выходе системы детектирования носят случайный характер. При этом возможна ситуация, когда после регистрации ядерного события состояние детектора не успевает восстановиться до возникновения следующего ядерного события. Кроме того, поскольку длительность электрического импульса, формируемого системой детектирования, является конечной величиной, то при времени между двумя последующими событиями меньше длительности импульса счетчик на выходе системы регистрации может зафиксировать два соседних импульса как один.

Эти два фактора являются причиной возникновения просчетов при анализе потока исследуемых ядерных событий. При этом наблюдаемая скорость счета  $m$  на выходе системы детектирования (число актов регистрации за единицу времени) в самом общем случае является некоторой нелинейной функцией истинного числа ядерных событий  $n$  в рабочем объеме детектора за единицу времени, превышающего  $m$  [1]:

$$m = f(n, \{\alpha_j\}), \quad (1)$$

где  $\{\alpha_j\}$  – набор параметров, определяющих указанную зависимость. Истинное число ядерных событий в рабочем объеме детектора за единицу времени, приводящих к возникновению разряда

в его объеме, принято называть “загрузкой” системы регистрации.

Различают две классические однопараметрические модели просчетов, в которых параметром, определяющим вид функции (1), является “мертвое” время  $\tau_m$  [2]. Физически  $\tau_m$  есть среднее минимальное время между двумя регистрируемыми ядерными событиями в рабочем объеме детектора, при котором этим событиям на выходе системы детектирования соответствуют два разделенных электрических импульса.

Первая модель соответствует системам детектирования с “мертвым” временем непродлевающегося типа, для которой

$$f(n, \tau_m) = \frac{n}{1 + \tau_m n}, \quad (2)$$

а вторая – системам с “мертвым” временем продлевающегося типа:

$$f(n, \tau_m) = n \exp(-\tau_m n). \quad (3)$$

Формулы (2), (3) могут быть использованы для коррекции сигнала на выходе системы детектирования, искаженного просчетами.

На практике в системах дистанционного радиационного контроля с применением линейных ускорителей механизм просчетов может иметь более сложный характер, так как тракт регистрации представляет собой цепочку счетчиков с “мертвым” временем различного типа [1].

Наиболее часто, например при проведении импульсного нейтронного каротажа, приходится сталкиваться с ситуацией, когда функция (1) имеет следующий вид

$$f(n, \alpha_1, \alpha_2) = \frac{n}{1 + n\alpha_1} \exp(-n\alpha_2), \quad (4)$$

и в процессе калибровки системы регистрации должны определяться параметры  $\alpha_{1,2}$ . Для этого необходимо измерить скорость счета  $m_{1,2,3}$  при трех значениях плотности потока излучения ускорителя, изменяя первоначальную плотность потока в  $p_1$  и  $p_2$  раз. Это может быть достигнуто, в частности, путем изменения режимов генерации нейтронов за счет изменения тока и (или) энергии пучка ускорителя.

Для определения искомых параметров  $\alpha_{1,2}$  в данном случае должна использоваться следующая система алгебраических уравнений:

$$\begin{cases} f(n, \alpha_1, \alpha_2) = m_1; \\ f(p_1 n, \alpha_1, \alpha_2) = m_2; \\ f(p_2 n, \alpha_1, \alpha_2) = m_3, \end{cases} \quad (5)$$

построенная по результатам проведенных измерений.

Введем обозначения, разделив первое уравнение этой системы на второе и третье:

$$x = n\alpha_1, \quad y = n\alpha_2.$$

Тогда, с учетом (4), приходим к следующей системе уравнений:

$$\begin{cases} \frac{1 + p_1 x}{1 + x} \exp[(p_1 - 1)y] = \frac{p_1 m_1}{m_2}; \\ \frac{1 + p_2 x}{1 + x} \exp[(p_2 - 1)y] = \frac{p_2 m_1}{m_3}. \end{cases}$$

Исключая из нее  $y$ , получаем алгебраическое уравнение относительно  $x$ :

$$\left( \frac{p_1 m_1}{m_2} \frac{1 + x}{1 + p_1 x} \right)^{1-p_2} = \left( \frac{p_2 m_1}{m_3} \frac{1 + x}{1 + p_2 x} \right)^{1-p_2}, \quad (6)$$

которое в случае произвольных значений  $p_{1,2}$  должно решаться численно на компьютере.

Зная решение уравнения (6), с помощью одного из уравнений системы (5) находим значение параметра  $y$ :

$$y = \frac{1}{1 - p_2} \ln \left( \frac{m_3}{m_1 p_2} \frac{1 + x p_2}{1 + x} \right). \quad (7)$$

Величина загрузки определяется с помощью уравнения (4):

$$n_i = m_i (1 + x) \exp(y). \quad (8)$$

С использованием этого выражения искомые значения параметров  $\alpha_{1,2}$  получаются в следующем виде:

$$\alpha_1 = \frac{x}{m_1(1+x)} \exp(-y), \quad \alpha_2 = \frac{y}{m_1(1+x)} \exp(-y). \quad (9)$$

По аналогии с однопараметрическими моделями функция  $n(m)$  для коррекции просчетов определяется путем численного решения уравнения

$$m = \frac{n}{1 + n\alpha_1} \exp(-n\alpha_2) \quad (10)$$

относительно параметра загрузки  $n$  для нескольких значений скоростей счета  $m$  с последующей интерполяцией полученных значений загрузки.

В геофизической практике при работе с импульсно-периодическими скважинными источниками нейтронов (с.и.н.) на базе ускорительных трубок (у.т.) изменение режима ускорения нуклидов тяжелого водорода может повлечь за собой нестабильность срабатывания у.т., нарушение формы нейтронного импульса, а также синхронизации работы ионного и высоковольтного источников. Поэтому при определении параметров  $\alpha_{1,2}$  варьирование загрузки путем изменения режима генерации нейтронов может приводить к недостоверным результатам.

Чтобы избежать этого, при калибровке аппаратурно-методических комплексов нейтронного каротажа (а.м.к. н.к.) следует использовать методику измерений, основанную на эффекте поглощения нейтронов слабым водяным раствором поваренной соли в результате радиационного захвата, который в основном определяется ядерной реакцией  $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ . Схема таких измерений представлена на рис. 1а.

При этом возможна реализация двух геометрий измерений. В первом случае замедленные нейтроны регистрируются системой детектирования, размещенной соосно с с.и.н. в скважинном приборе а.м.к. н.к. Во втором случае, когда необходимо калибровать систему регистрации автономно, ее детектор размещается вне скважинного прибора, на некотором контролируемом расстоянии от с.и.н.

После термализации, проходящей за время порядка нескольких микросекунд, начинается эффективное поглощение тепловых нейтронов. При этом спад их плотности во времени подчиняется экспоненциальному закону [3]. Отсюда следует, что зависимость загрузки системы детектирования от времени будет задаваться формулой

$$n(t) = n_0 \exp(-\lambda t), \quad (11)$$

в которой декремент  $\lambda$  пропорционален макросечению поглощения нейтронов  $\Sigma$ :

$$\lambda = k V_T \Sigma,$$

где  $V_T$  – средняя тепловая скорость нейтрона; коэффициент пропорциональности  $k \sim 1$  определяется геометрией резервуара с водой и материалом его корпуса; макросечение  $\Sigma$  поглощения нейтронов в воде может быть рассчитано по известному значению коэффициента минерализации или предварительно измерено.

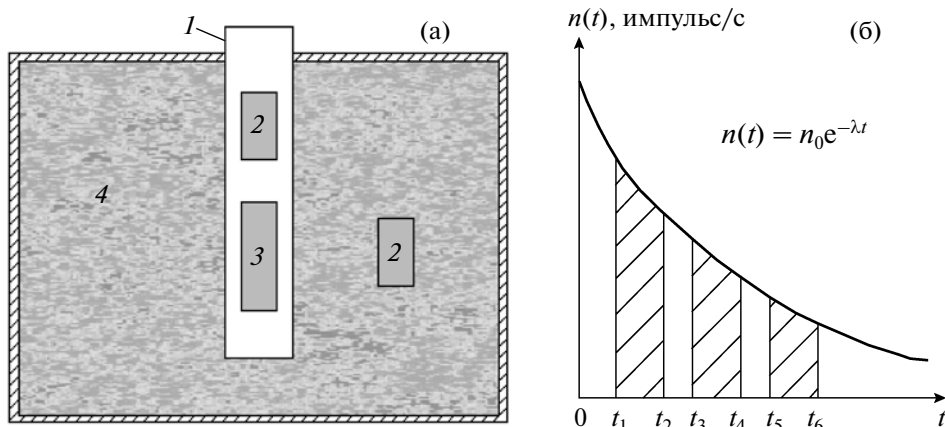


Рис. 1. Схема измерения параметров  $\alpha_{1,2}$  с использованием водяного поглотителя нейтронов: а – геометрия измерений (1 – скважинный прибор а.м.к. н.к., 2 – детекторы, 3 – с.и.н., 4 – резервуар с водой); б – хронология измерений.

Нейтронные измерения осуществляются в трех временных окнах  $[t_1, t_2]$ ,  $[t_3, t_4]$  и  $[t_5, t_6]$  шириной  $\Delta t_1 = t_2 - t_1$ ,  $\Delta t_2 = t_4 - t_3$  и  $\Delta t_3 = t_6 - t_5$  соответственно (см. рис. 1б). Время начала измерений  $t_1$  должно превышать на порядок время термализации и длительность нейтронного импульса, излучаемого у.т.

Параметры  $\alpha_{1,2}$ , задающие функцию просчетов для системы регистрации, определяются по описанному выше алгоритму. При этом значения параметров  $m_{1,2,3}$  в формуле (6) задаются соотношением:

$$m_{1,2,3} = \frac{J_{1,2,3}}{\Delta t_{1,2,3}},$$

где  $J_{1,2,3}$  – счет в первом, втором и третьем окнах соответственно, а параметры  $p_{1,2}$  определяются по формулам:

$$p_1 = \exp[-\lambda(t_3 - t_1)], \quad p_2 = \exp[-\lambda(t_5 - t_1)]. \quad (12)$$

Следует заметить, что вместо нейтронного детектора может быть использован детектор  $\gamma$ -квантов радиационного захвата, плотность потока которых также экспоненциально спадает во времени.

Рассмотрим конкретный пример определения параметров  $\alpha_{1,2}$  для системы регистрации тепловых нейтронов на базе стандартного детектора СНМ-56, содержащего также формирователь электрических импульсов и временной анализатор, соединенный с компьютером.

Измерения проводились в резервуаре с минерализованной водой. При этом декремент спада во времени плотности тепловых нейтронов составлял  $4.878 \cdot 10^{-3} \text{ мкс}^{-1}$ . Измеренные скорости счета в окнах  $[100, 125] \text{ мкс}$ ,  $[200, 225] \text{ мкс}$  и  $[300, 325] \text{ мкс}$  составили соответственно  $m_1 = 0.251 \text{ мкс}^{-1}$ ,  $m_2 = 0.221 \text{ мкс}^{-1}$  и  $m_3 = 0.173 \text{ мкс}^{-1}$ , а значения коэффициента уменьшения загрузки тракта регистра-

ции, рассчитанные по формулам (12), –  $p_1 = 0.614$ ,  $p_2 = 0.377$ .

С использованием уравнения (6) и формулы (7) были рассчитаны параметры  $x = 0.948$  и  $y = 0.39$ . Далее по формулам (9), (8) были рассчитаны искомые параметры  $\alpha_1 = 1.313 \text{ мкс}$  и  $\alpha_2 = 0.539 \text{ мкс}$  и значение загрузки тракта регистрации  $n_1 = n(t_1)$  при задержке  $t_1 = 100 \text{ мкс}$ . После подстановки этих значений в формулу (10) была рассчитана функция восстановления  $n(m)$  в ее первой однозначной области, соответствующей значениям  $m \in [0, m_{\max}]$ , где  $m_{\max}$  – значение, при котором функция (10) достигает максимума. Расчетная функция восстановления представлена на рис. 2.

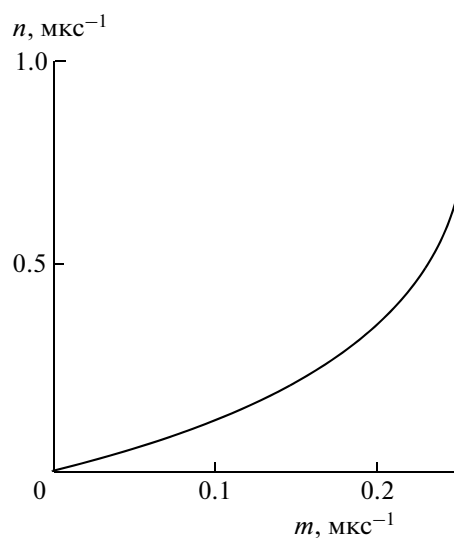


Рис. 2. Расчетная функция восстановления истинного потока ядерных событий.

О качестве восстановления истинного потока ядерных событий свидетельствует результат сопоставления значений  $n(t_{1,2,3})$  и  $n[m(t_{1,2,3})]$ . Максимальное относительное расхождение этих значений не превышает 15%, что говорит об успешности построения функции восстановления (10).

Следует заметить, что на корректность определения параметров  $\alpha_{1,2}$  и  $n_1$  могут влиять конечные размеры резервуара с водой. При этом альбедные нейтроны могут исказить временной спектр. Это искажение связано с возможным добавлением во временной спектр медленных нейтронов дополнительной экспоненты с декрементом, определяемым материалом стенок резервуара. Для устранения этого искажения можно использовать многоканальный временной анализ с последующей

обработкой сигналов по методике, описанной в работе [4].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ватутин В.А., Телевинова Т.М., Чистяков В.П.* Вероятностные методы в физических исследованиях. М.: Наука, ГРФМЛ, 1985.
2. *Гольданский В.И., Куценко А.В., Подгорецкий М.И.* Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М.: Физматгиз, 1959.
3. *Шимелевич Ю.С., Кантор С.А., Школьников А.С. и др.* Физические основы импульсных нейтронных методов исследования скважин. М.: Недра, 1976.
4. *Богданович Б.Ю., Нестерович А.В., Шиканов А.Е. и др.* Дистанционный радиационный контроль с линейными ускорителями. Т. 2. Комплексы радиационного контроля. М.: Машиностроение, 2012.