

$\Phi_{\omega}(x)$ необходимо уравнения матричной прогонки (11) дополнить алгоритмом ортогональных преобразований, развитым ранее для стационарного реактора в работе [6]. Примеры расчета, иллюстрирующие эффективность описанного метода, приведены в работе [2] и находятся в хорошем согласии с экспериментом.

В заключение автор выражает признательность Э. А. Стумбуру, И. П. Матвеевко за постановку задачи и Ш. С. Николайшвили за обсуждение проблемы.

Поступило в Редакцию 22/VII 1968 г.

В окончательной редакции 9/XII 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pulsed neutron research. Vol. 1, 2. Vienna, IAEA, 1965.

2. Э. А. Стумбур, И. П. Матвеевко, Б. И. Колосов, «Атомная энергия», 27, 215 (1969).
 3. Г. И. Марчук. Численные методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1958.
 4. Ф. Р. Гантмахер. Теория матриц. М., «Наука», 1966, стр. 365.
 5. А. К. Фадеев, В. Н. Фадеева. Вычислительные методы линейной алгебры. М., Физматгиз, 1960.
 6. Б. И. Колосов. Метод последовательных приближений применительно к решению частичной проблемы спектра ядерного реактора. Препринт ФЭИ-118, 1968.

Безынерционный контроль уровня нейтронного потока датчиком прямой зарядки с эмиттером из серебра

И. Я. ЕМЕЛЬЯНОВ, М. А. БОРИСОВ, Ю. И. ВОЛОДЬКО, В. К. ДЕНИСОВ, О. К. ЕГОРОВ, В. И. ЗЕЛЕНОВ, Л. В. КОНСТАНТИНОВ, В. В. ПОСТНИКОВ, В. И. СВЕТЛОВА

УДК 621.039.564

В последнее время в Советском Союзе [1, 2] и за рубежом [3—5] все более широкое применение для измерения потоков нейтронов в активной зоне реакторов находят детекторы прямой зарядки (ДПЗ).

В работе описываются результаты испытаний ДПЗ, изготовленного в виде коаксиального кабеля с центральной

ной жилой из серебра, с изоляцией из окиси магния и оболочкой из нержавеющей стали. Диаметр центральной жилы (эмиттера) составляет 0,75 мм, наружный диаметр кабеля 3,0 мм, толщина оболочки (коллектора) 0,3 мм. Технология изготовления ДПЗ аналогична изготовлению кабелей с минеральной изоляцией.

Измерения показали, что ток ДПЗ в пределах погрешности измерений ($\pm 1\%$) пропорционален потоку нейтронов вплоть до максимально достигнутого потока тепловых нейтронов с плотностью $5 \cdot 10^{13}$ нейтр/см²·сек. Значение тока в измерениях устанавливалось практически за 7—8 мин, считая с момента достижения данного уровня мощности. Чувствительность ДПЗ, отнесенная на 1 м длины кабеля, оказалась равной $K = (6 \pm 1) \times 10^{-20}$ а·см²·сек/м·нейтр.

Испытания кабельной трассы включали измерение тока, генерируемого отрезком кабеля с оболочкой, центральной жилой из нержавеющей стали и изоляцией из окиси магния, а также измерение сопротивления изоляции кабеля в зависимости от мощности реактора. Было обнаружено, что ток, генерируемый кабелем, пропорционален мощности реактора вплоть до мощности, соответствующей плотности потока тепловых нейтронов $5 \cdot 10^{13}$ нейтр/см²·сек. Ток достигал 0,01 мка/м при плотности потока $5 \cdot 10^{13}$ нейтр/см²·сек. Полярность тока — обратная по отношению к току ДПЗ.

Сопротивление изоляции кабеля определяется, по-видимому, в основном мощностью дозы γ -излучения, о чем свидетельствует значительное снижение сопротивления изоляции при введении кабеля в активную зону выключенного реактора. С возрастанием мощности реактора сопротивление изоляции кабеля падает, причем зависимость проводимости изоляции от мощности реактора близка к линейной вплоть до мощности, соответствующей плотности потока нейтронов порядка $5 \cdot 10^{13}$ нейтр/см²·сек. При этой плотности потока сопротивление изоляции отрезка кабеля длиной 1 м составило 10^9 ом. Сопротивление изоляции того же отрезка вне реактора превышало 10^{12} ом.

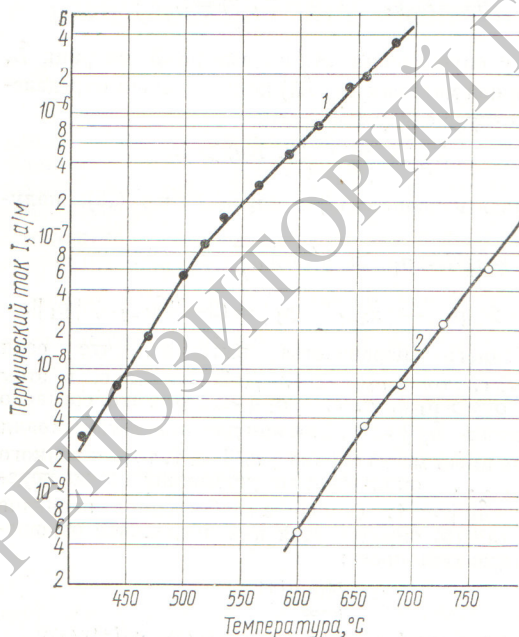


Рис. 1. Абсолютная величина термического тока кабеля в зависимости от температуры:

1 — кабель с серебряной жилой; 2 — кабель с жилой и оболочкой из нержавеющей стали.

Полученная вне реактора температурная зависимость термического тока кабеля (рис. 1) обрабатывалась в координатах $\ln I/T^2$, $1000/T$, где I — ток, отнесенный на 1 м кабеля, а/м; T — абсолютная температура кабеля, °К. Линейный характер температурной зависимости термического тока кабелей и ДПЗ в выбранных координатах указывает на его эмиссионную природу, поскольку температурная зависимость эмиссионного тока определяется формулой Ричардсона — Дэшмана:

$$j = AT^2 \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right), \quad (1)$$

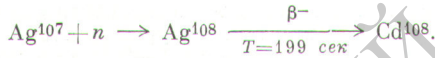
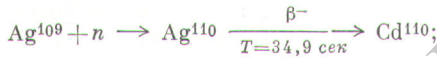
где $e\varphi$ — работа выхода, эв; A — эмиссионная постоянная, а/см²·град²; j — плотность тока, а/см².

Расчет величины $e\varphi$ по температурным зависимостям дает для кабеля с жилой из нержавеющей стали величину 2,1 эв, а для кабеля с серебряной жилой 1,3—1,4 эв. Термический ток имеет полярность, обратную по отношению к току ДПЗ.

Инерционность ДПЗ, как известно, определяется тем, что среднее время жизни радиоактивных изотопов, образующихся в обычно применяемых эмиттерах, лежит в пределах от нескольких десятков секунд до нескольких минут.

Как показывают результаты проведенных измерений (рис. 2), полный ток ДПЗ с эмиттером из серебра имеет три составляющие. Две из них обусловлены испусканием электронов радиоактивными изотопами, образующимися при облучении серебра нейтронами. Третья «мгновенная» составляющая обусловлена, по-видимому, выбиванием электронов из эмиттера за счет захватного γ -излучения в серебре.

Для серебра существенными являются две реакции, приводящие к образованию β -активных изотопов при облучении нейтронами [6]:



Система уравнений для определения тока I датчика прямой зарядки:

$$\left. \begin{aligned} T_1 \frac{dI_1}{dt} + I_1 &= Vef_1 \Sigma_{\text{акт}1} \Phi = k_1 \Phi; \\ T_2 \frac{dI_2}{dt} + I_2 &= Vef_2 \Sigma_{\text{акт}2} \Phi = k_2 \Phi; \\ I_3 &= k_3 \Phi; \\ I &= I_1 + I_2 + I_3, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где T_1 и T_2 — средние времена жизни радиоактивных изотопов; f_1 и f_2 — коэффициенты, учитывающие самопоглощение электронов в материале эмиттера и изолятора; e — заряд электрона; $\Sigma_{\text{акт}1}$ и $\Sigma_{\text{акт}2}$ — макроскопические сечения активации изотопов; V — объем эмиттера; Φ — поток нейтронов в эмиттере; k_1, k_2, k_3 — передаточные коэффициенты.

Передаточная функция ДПЗ имеет вид:

$$W_D(S) = \frac{I(S)}{\Phi(S)} = k \frac{(T_3 S + 1)(T_4 S + 1)}{(T_1 S + 1)(T_2 S + 1)}, \quad (3)$$

где $S = j\omega$; $k = k_1 + k_2 + k_3$;

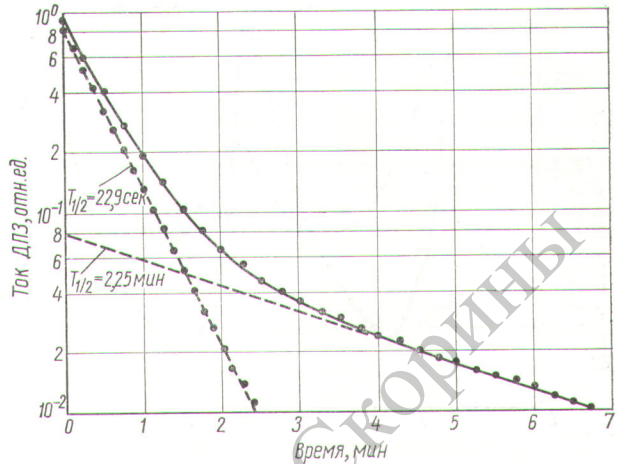


Рис. 2. Спад тока после извлечения ДПЗ из активной зоны: — эксперимент; ●—●— расчет.

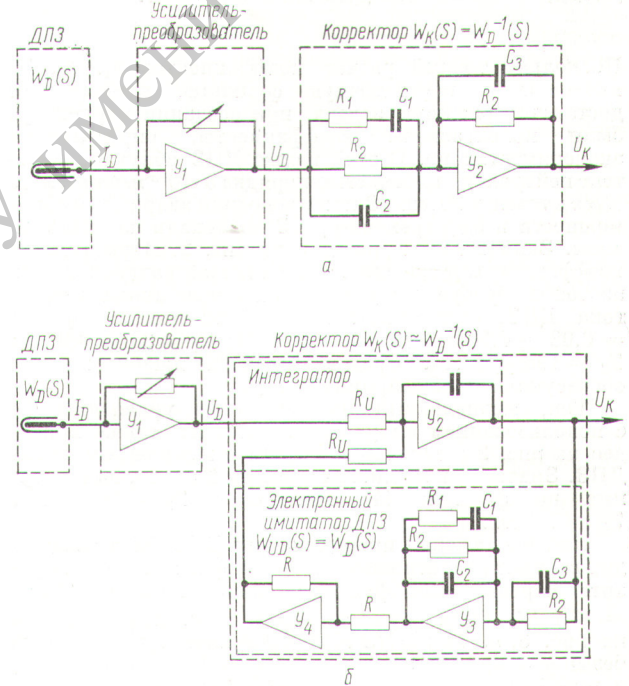
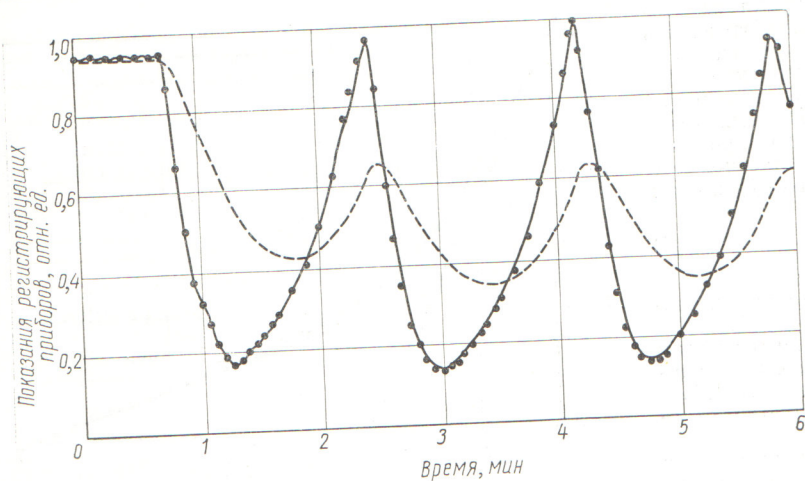


Рис. 3. Принципиальная схема корректора: а — первый вариант; б — второй вариант.

$$\begin{aligned} & T_3, T_4 = \\ & = \frac{2 \frac{k_3}{k} T_1 T_2}{\frac{k_2 + k_3}{k} T_1 + \frac{k_1 + k_3}{k} T_2 \pm} \quad (4) \\ & \pm \sqrt{\left(\frac{k_2 + k_3}{k} T_1 + \frac{k_1 + k_3}{k} T_2\right)^2 - 4 \frac{k_3}{k} T_1 T_2} \end{aligned}$$



Р и с. 4. Сравнение сигналов ДПЗ до и после коррекции с током ионизационной камеры;

● — показания штатного самописца мощности; — — — ток ДПЗ до коррекции; — — — ток ДПЗ после коррекции.

Поскольку точный расчет коэффициентов k_1, k_2, k_3 , входящих в передаточную функцию, представляет достаточно сложную задачу, при создании корректора были использованы коэффициенты, определенные экспериментально. С этой целью ДПЗ облучали в потоке нейтронов с плотностью порядка $5 \cdot 10^{13}$ нейтр/см² × сек в течение 20 мин. Затем проводили аварийный сброс мощности и одновременно ДПЗ извлекали из активной зоны. Запись тока приведена на рис. 2. Передаточные коэффициенты и средние времена жизни радиоактивных изотопов серебра, полученные на основе анализа спада тока ДПЗ, составляют: $k_1/k = 0,82 \pm 0,02$; $k_2/k = 0,08 \pm 0,002$; $k_3/k = 0,1 \pm 0,01$; $T_1 = 33 \pm 0,9$ сек; $T_2 = 195 \pm 6$ сек. Средние времена жизни хорошо согласуются с общепринятыми [6].

Ток, вычисленный на основании уравнений (2) с использованием полученных констант, также приведен на рис. 2 и хорошо совпадает с измеренным током ДПЗ. Значения постоянных времени T_3 и T_4 , вычисленные по формуле (4), составляют $T_3 = 181,5$ сек, $T_4 = 3,5$ сек.

Для исключения инерционности ДПЗ были созданы два варианта электронного корректора. В первом варианте передаточная функция корректора $W_k(S) = W_D^{-1}(S)$ была осуществлена в виде, изображенном на рис. 3, а. Ток ДПЗ $I(S)$ поступает в практически безынерционный электрометрический усилитель Y_1 и преобразуется в напряжение $U_D(S)$. Это напряжение поступает на собственно корректор, выполненный на операционном усилителе Y_2 . Напряжение на выходе корректора $U_k(S)$ будет пропорционально потоку нейтронов $\Phi_p(S)$. Соотношения для определения элементов RC-цепей даются следующими формулами ($R_2 = A$ выбирается произвольно):

$$R_1 = \frac{AT_3^2}{(T_3 - T_1)(T_2 - T_3)}; \quad C_1 = \frac{(T_3 - T_1)(T_2 - T_3)}{AT_3};$$

$$C_2 = \frac{T_1 T_2}{AT_3}; \quad C_3 = \frac{T_4}{A}. \quad (5)$$

На рис. 3, б показан второй вариант корректора. Электронный имитатор ДПЗ с передаточной функцией $W_{UD}(S) = W_D(S)$ (операционные усилители Y_3 и Y_4 включен в цепь отрицательной обратной связи интегрирующего звена $W_U(S)$ с большим коэффициентом усиления (операционный усилитель Y_2).

Корректор второго типа обладает несколько лучшими сглаживающими свойствами и меньшим уровнем собственных шумов, но содержит три операционных усилителя вместо одного по сравнению с первой схемой.

При проведении измерений на реакторе на самопишущих потенциометрах одновременно записывались три сигнала: показания штатного самописца мощности, соединенного с компенсационной ионизационной камерой типа КНК-53, ток ДПЗ до и после коррекции (рис. 4).

Измерения с использованием обоих типов корректоров показали, что для токов ДПЗ, больших 10^{-8} а, ошибка в определении потоков нейтронов при работе реактора в переходных режимах не превышает 2%, а запаздывание не превышает 1 сек.

Следует отметить, что приведенные методы расчета и схемы корректоров для ДПЗ с эмиттером из серебра применимы с незначительными изменениями к ДПЗ с эмиттерами из других материалов, например родия, ванадия, индия и т. д.

В заключение можно сказать, что представленный вариант датчика прямой зарядки с серебряным эмиттером, подключенным к аналоговому электронному корректору описанной конструкции, позволяет осуществлять контроль за потоком тепловых нейтронов в активной зоне реактора при температурах до 450° С с постоянной времени запаздывания 0,2—0,3 сек и погрешностью, не превышающей 2%.

Поступило в Редакцию 27/IX 1968 г.
В окончательной редакции 31/III 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Г. Мительман, Р. С. Ерофеев, Н. Д. Розенблюм. «Атомная энергия», 10, 72 (1961).
2. Н. Д. Розенблюм и др. В кн. «Дозиметрия больших доз». Труды Второго координационного совещания по дозиметрии больших доз (октябрь 1965 г., Ташкент). Ташкент, «Фанлар», 1966, стр. 135.
3. A. Gray. Nucl. Power, 3, No. 24, 171 (1958).
4. J. Hilborn. Nucleonics, 22, No. 2, 69 (1964).
5. W. Loosemore, G. Knill. In book: «Radiation Measurements in Nuclear Power». Proceedings of the International Conference, September 1966, p. 430.
6. Б. С. Дзелепов, Л. К. Пекер, В. О. Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер. $A \geq 100$. М., «Наука», 1963.