



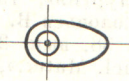
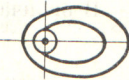
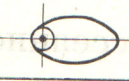
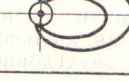

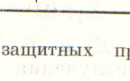
Номер области на рис.3	Вид защитного профиля
1	 4π-защита
2	
3, 5	
4	
6, 7	
8	
9	
10	 "Гольев" источник

Рис. 2. Типы защитных профилей

решаемой классическими вариационными методами с помощью вспомогательного функционала

$$G = \mathcal{Z} + \lambda P \quad (3)$$

при условии

$$\mathcal{Z} = \mathcal{Z}_0. \quad (4)$$

Введем в рассмотрение фазовую плоскость  $(Q_\gamma, Q_n)$ . Под областью применимости решений для отыскания функций  $z(\Omega)$  и  $t(\Omega)$  (толщина тяжелого и легкого компонентов защиты) будем понимать те области плоскости  $(Q_\gamma, Q_n)$  и границы, их разделяющие, в которых при фиксированном значении  $\mathcal{Z}_0$  реализуются приведенные на рис. 2 типы защиты. Так, для 4π-защиты граница этой

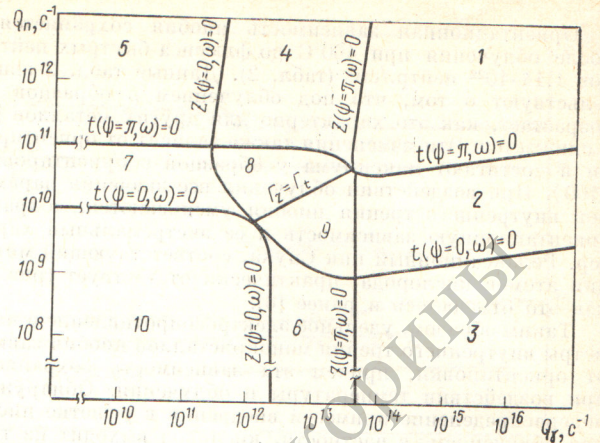


Рис. 3. Диаграмма реализации областей типов защитных профилей

области должна состоять из двух половин. Вдоль первой половины должно выполняться условие  $z(\psi = \pi, \omega) = 0$  при любом  $t(\psi = \pi, \omega) > 0$ , вдоль второй —  $t(\psi = \pi, \omega) = 0$  при любом  $z(\psi = \pi, \omega) > 0$ . Эти условия вытекают из факта монотонности функций  $\mathcal{Z}_{0\gamma}(\Omega, R, H, E)$  и  $\mathcal{Z}_{0n}(\Omega, R, H, E)$  при изменении угла  $0 < \psi < \pi$  при  $\omega = \text{const}$ .

Используя свойство однородности системы уравнений (3) и (4) по отношению к  $Q_\gamma, Q_n, \lambda, \mathcal{Z}_0$ , можно заключить, что в плоскости  $(Q_\gamma, Q_n)$  вдоль прямых, исходящих из начала координат, форма и толщина слоев защиты остается неизменной. Изменяются только параметры  $\mathcal{Z}_0, \lambda$  пропорционально изменению  $Q_\gamma, Q_n$ . Это позволяет построить в фазовой плоскости границы, разделяющие области, в которых реализуются рассмотренные типы защитных профилей.

На рис. 3 приведена диаграмма реализации областей типов защитных профилей для точечных изотропных источников  $\gamma$ -излучения ( $^{60}\text{Co}$ ) и нейтронов (Pu — Be-источник) при  $R = 10$  м,  $H = 2$  м,  $\mathcal{Z}_0 = 16$  мкбэр/с (1 бэр = = 0,01 Дж/кг). В качестве защиты используются свинец и парафин. Предложенный метод может быть обобщен для объемного источника излучения путем сведения его к эффективному точечному источнику.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Биологическая защита ядерных реакторов. Справочник. Пер. с англ. Подред. Ю. А. Егорова. М., Атомиздат, 1965, с. 256.
2. Trubey D. «Nucl. Sci. Engng», 1961, v. 10, p. 402.
3. Taik Song J. «Amer. Nucl. Soc. Trans.», 1967, v. 10, N 2, p. 727.
4. Chilton A. e.a. «Nucl. Sci. Engng», 1963, v. 17, p. 419.

Поступило в Редакцию 23.03.79  
В окончательной редакции 11.11.79

УДК 621.039.564.2

## Влияние температуры на характеристики детекторов прямого заряда

МИТЕЛЬМАН М. Г., КОНОНОВИЧ А. А., ОСИПОВ В. М., РОЗЕНБЛУМ Н. Д.

Детекторы прямого заряда (ДПЗ) широко используются в системах внутриреакторного контроля распределения энерговыделения ядерных реакторов. Опыт эксплуатации ДПЗ на энергетических реакторах [1, 2] показал, что они устойчиво работают при температуре, достигающей 700°C, причем температурной нестабильности чувстви-

тельности не наблюдалось. Однако в некоторых работах [3, 4] указывается на зависимость чувствительности ДПЗ от температуры окружающей среды. Поэтому представляло интерес провести специальное исследование о влиянии температуры на показания ДПЗ.



**Зависимость сигнала (мкА) и сопротивления изоляции ДПЗ от температуры**

Ток монитора, мкА	Температура, °С	$I_a$	$I_x$	$I_{xa}$	Сопротивление, Ом
1,728	474	1,483	1,509	1,492	$7,2 \cdot 10^5$
1,728	600	1,586	1,640	1,605	$4,5 \cdot 10^5$
1,728	615	1,488	1,535	1,504	$5,2 \cdot 10^5$
1,743	480	1,578	1,610	1,588	$5,9 \cdot 10^5$
1,743	630	1,758	1,896	1,804	$1,8 \cdot 10^5$
1,745	660	1,502	1,606	1,537	$2,55 \cdot 10^5$

Эксперимент проводили в цилиндрическом электронагревателе длиной 500 мм, установленном в канале реактора МР ИАЭ им. И. В. Курчатова. Исследуемый детектор помещали внутри нагревателя так, что центр эмиттера детектора располагался на уровне центра активной зоны. Стабильность плотности потока нейтронов контролировалась по показаниям аналогичного детектора, расположенного вне нагревателя в 40 мм от исследуемого детектора. Для эксперимента были выбраны серийные детекторы типа ДПЗ-1 с родиевым эмиттером длиной 150 мм. Линия связи детекторов, выполненная из термопарного кабеля КТМС-2 (ХА), позволяла измерять температуру эмиттера. Максимальная погрешность измерения тока детектора составляла  $\pm 0,1\%$ , температуры  $\pm 5^\circ\text{C}$ , сопротивления изоляции  $\pm 20\%$ . В процессе эксперимента измеряли температуру эмиттеров, токи монитора и исследуемого детектора при подключении к прибору отдельно хромелевой ( $I_x$ ), алюмелевой ( $I_a$ ) и обеих жил кабеля вместе ( $I_{xa}$ ). Измерения проводили на стационарных уровнях мощности реактора в интервале  $300-700^\circ\text{C}$ .

Зависимость показания детектора от температуры при подключении к измерительному прибору хромелевой, алюмелевой или двух жил кабеля вместе приведена в таб-

лице. Зависимость от времени значений температуры, сопротивления изоляции и тока (при подключении к прибору обеих жил кабеля) представлена на рис. 1. Из экспериментальных данных следует:

1) при увеличении температуры детектора появляется разница между значениями токов детектора, измеряемыми при подключении к прибору хромелевой, алюмелевой или двух жил кабеля вместе;

2) при повышении температуры ток детектора возрастает, проходит через максимум и медленно снижается до стационарного значения. Время установления стационарного значения значительно превышает время установления температурного режима. Сопротивление изоляции детектора резко снижается, а при установившемся значении температуры несколько возрастает;

3) скорость выхода на стационарный режим увеличивается с ростом температуры (уменьшением сопротивления). Ток при стационарном режиме может быть ниже, чем до включения нагревателя;

4) при резком уменьшении температуры ток детектора падает ниже первоначального значения, а сопротивление изоляции возрастает выше первоначального.

Различие между значениями сигналов, измеренных при подключении к прибору хромелевой, алюмелевой или обеих жил вместе, обусловлено возникновением термо-ЭДС в парах хромель — сталь ( $E_{x-c}$ ), алюмель — сталь ( $E_{a-c}$ ). Расчеты показали, что в пределах наблюдаемых температуры и сопротивления изоляции значение тока, определяемого термо-ЭДС, отрицательно и не превышает  $3 \cdot 10^{-8}$  А. Таким образом, возникающая термо-ЭДС не объясняет наблюдаемые в эксперименте изменения тока ДПЗ.

Изменение показаний детекторов могут быть объяснены влиянием объемного заряда, который образуется при поглощении в диэлектрике электронов [5—7], и возникающими под его влиянием токами смещения. Рассматривая уравнение баланса носителей заряда в диэлектрике плоского ДПЗ, работающего в режиме короткого замыкания, можно получить выражение для плотности объемного

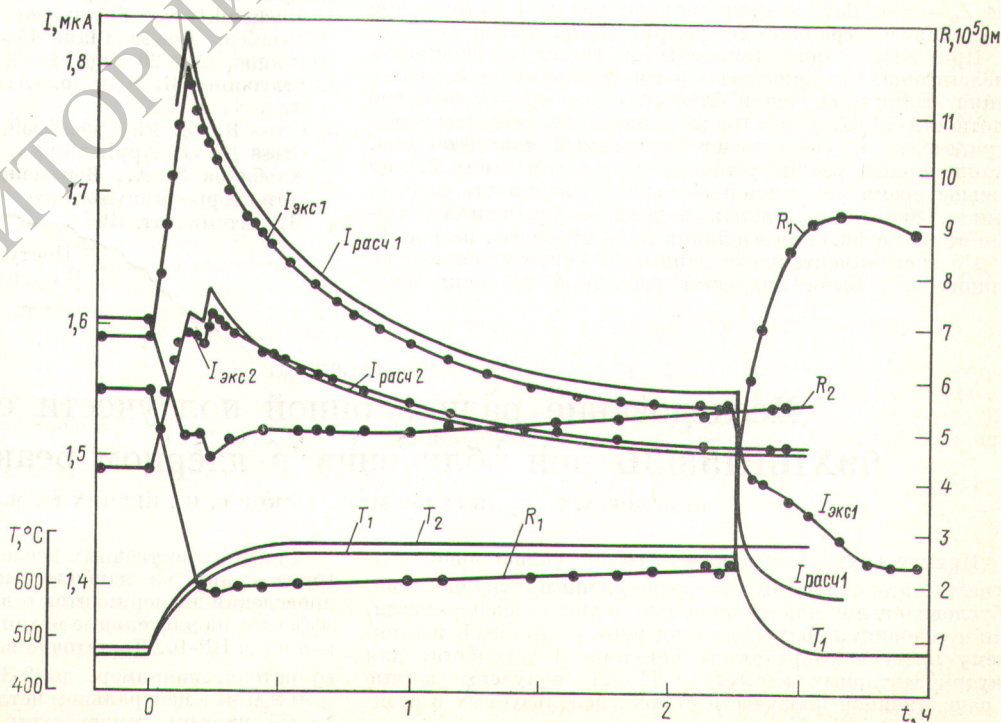


Рис. 1. Зависимость тока детектора, сопротивления изоляции и температуры эмиттера от времени: 1 — ДПЗ № 1; 2 — ДПЗ № 2 (● — эксперимент)



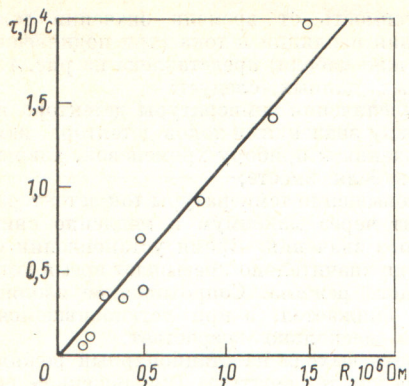


Рис. 2. Зависимость времени релаксации от сопротивления изоляции детектора

заряда  $n(x)$  в сечении  $x$  диэлектрика и для плотности тока смещения  $i_c(x)$ :

$$n(x) = \left[ c + q \int \exp\left(\int \frac{dt}{\tau}\right) dt \right] \exp\left(-\int \frac{dt}{\tau}\right); \quad (1)$$

$$i_c(x) = \left(x - \frac{\delta}{2}\right) \left[ q - \frac{c}{\tau} \exp\left(-\frac{dt}{\tau}\right) - \frac{q}{\tau} \times \right. \\ \left. \times \exp\left(-\int \frac{dt}{\tau}\right) \int \exp\left(\frac{dt}{\tau}\right) dt \right], \quad (2)$$

где  $q$  — заряд, сообщаемый единице объема диэлектрика в единицу времени;  $\delta$  — толщина диэлектрика;  $c$  — постоянная интегрирования;  $\tau$  — время релаксации, определяемое как  $\epsilon/\sigma$  (здесь  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость;  $\sigma$  — удельная проводимость диэлектрика). В стационарном режиме  $i_c = 0$  и  $n = q\tau$ .

Измеряемый ток ДПЗ пропорционален числу электронов, достигающих коллектора. Поэтому можно записать:

$$I = I_0 - I_c(\delta), \quad (3)$$

где  $I_0$  — ток ДПЗ в стационарном режиме;  $I_c(\delta)$  — ток смещения на границе диэлектрик — коллектор ( $x = \delta$ ).

При возрастании температуры растет проводимость диэлектрика, что приводит к уменьшению времени релаксации. В этом случае наблюдается переход от большей плотности объемного заряда к меньшей, ток смещения отрицателен и увеличивает измеряемый ток детектора. Стационарный режим устанавливается тем быстрее, чем меньше время релаксаций (больше проводимость диэлектрика). Экспериментальная зависимость времени релаксации от сопротивления изоляции ДПЗ приведена на рис. 2.

По экспериментальным данным о сопротивлении изоляции ДПЗ были получены расчетные значения тока

смещения. Результаты расчета с учетом влияния термо-ЭДС в кабеле приведены на рис. 1 ( $I_{\text{расч}}$ ). Значение  $q$  для расчета определялось так:  $q = \mu I_0$ , где  $\mu$  — коэффициент линейного ослабления  $\beta$ -частиц в материале диэлектрика. Из рис. 1 следует, что расчетное значение тока смещения хорошо совпадает с экспериментальными данными.

Эффективную диэлектрическую проницаемость для медленно меняющихся полей можно записать в виде суммы двух компонентов, соответствующих переменной и постоянной поляризации диэлектрика [6]. Последняя является функцией мощности дозы облучения, так как определяется центрами поляризации, возникающими в диэлектрике при облучении его электронами:

$$\epsilon_{\text{эф}} = \epsilon + k_1 i_0, \quad (4)$$

где  $k_1$  — коэффициент, зависящий от проводимости диэлектрика.

Удельная проводимость диэлектрика зависит как от температуры, так и от мощности дозы излучения [4]:

$$\sigma = \sigma_0(T) + k_2 i_0, \quad (5)$$

где  $\sigma_0(T)$  — проводимость диэлектрика при отсутствии облучения;  $k_2$  — коэффициент пропорциональности.

Тогда формулу (2) можно записать в виде

$$i_c = \frac{\delta i_0 \mu}{2} \left( 1 - \frac{i_0}{i} \frac{\epsilon_0 + k_1 i_0}{\epsilon + k_1 i} \frac{\sigma + k_2 i}{\sigma_0 + k_2 i_0} \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (6)$$

Из анализа этой формулы следует, что ток смещения возрастает при увеличении толщины диэлектрика и коэффициента линейного ослабления  $\beta$ -частицы. Кроме того, влияние температуры уменьшается с увеличением проводимости и уменьшением температурного коэффициента проводимости.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреев Л. Г. и др. «Атомная энергия», 1976, т. 41, вып. 5, с. 354.
2. Дубовский Б. Г. и др. Там же, 1974, т. 36, вып. 3, с. 171.
3. Mochizuki K., Shiroyoma S. In: Proc. IAEA Symp. «Nuclear Power Plant Control and Instrumentation». Prague, 22—26 Jan. 1973, N G6.
4. Емельянов П. Я. и др. «Атомная энергия», 1974, т. 37, вып. 1, с. 72.
5. Gross B. «Z. Physik», 1959, Bd 155, N 4, S. 479.
6. Gross B. «J. Appl. Phys.», 1965, v. 36, N 5, p. 1635.
7. Альбинов З. А., Веретенников А. И., Козлов О. В. Детекторы импульсного ионизирующего излучения. М., Атомиздат, 1978.

Поступило в Редакцию 23.04.79  
В окончательной редакции 14.09.79

УДК 621.039.531

## Исследование радиационной ползучести стали 09X16N15M3B при облучении в ядерном реакторе БР-10

КРУГЛОВ А. С., БУЛЬКАНОВ М. Г., БЫКОВ В. Н., ПЕВЧИХ Ю. М.

Прямое внутриреакторное изучение радиационной ползучести материалов связано с определенными трудностями, обусловленными как сложностью техники эксперимента, так и условиями облучения в ядерном реакторе. К настоящему времени разработаны методики и устройства для внутриреакторных испытаний [1, 2], получены данные о радиационной ползучести сталей, используемых в реакторостроении [3—5].

Среди отечественных исследовательских ядерных реакторов одним из наиболее перспективных в отношении проведения экспериментов о влиянии чисто радиационных эффектов на длительные механические свойства материалов является БР-10. Достаточно высокая плотность нейтронного потока, например, до  $2 \cdot 10^{15}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  при  $\bar{E} = 0,8$  МэВ в центральном петлевом канале (ЦПК) и приемлемый уровень температуры (570—800 К) обеспечивают