

М.Г. МИТЕЛЬМАН
Н.Д. РОЗЕНБЛЮМ

ЗАРЯДОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

•

ЭНЕРГОИЗДАТ

М.Г. МИТЕЛЬМАН
Н.Д. РОЗЕНБЛЮМ

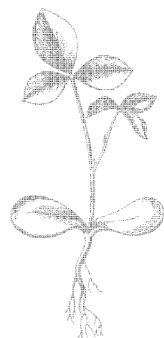
ЗАРЯДОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

•

ПОД РЕДАКЦИЕЙ ЧЛЕНА-КОРРЕСПОНДЕНТА АН СССР,
ПРОФЕССОРА Н.С. ЛИДОРЕНКО



МОСКВА ЭНЕРГОИЗДАТ 1982



Scan AAW

ББК 31.4

М 66

УДК 539.1.074:621.039.564

Рецензент С.А. Скворцов

Мительман М.Г., Розенблюм Н.Д.

М 66 Зарядовые детекторы ионизирующих излучений/ Под ред. чл.-кор. АН СССР Н.С. Лидоренко. — М.: Энергоиздат, 1982. — 78 с., ил. 30 к.

Рассмотрены детекторы прямого заряда (ДПЗ) и зарядовые детекторы с принудительным собиранием: активационные и комптоновские нейтронные ДПЗ, гамма ДПЗ, ДПЗ для измерения заряженных частиц, а также гамма-чувствительные и нейтронные вакуумные камеры, вторичноэмиссионные усилители. Рассмотрены эксплуатационные характеристики детекторов. Приведены основные принципы построения систем контроля с использованием ДПЗ.

Для инженерно технических работников, занятых проектированием и эксплуатацией систем контроля и автоматического управления ядерных реакторов. Может быть полезна студентам вузов соответствующих специальностей.

М $\frac{2304000000-244}{051(01)-82}$ 275-82

ББК 31.4
6П2.8

Предисловие

Открытие реакции деления ядер привело к интенсивному поиску путей преобразования энергии деления и ядерного излучения в энергию электрическую. В современных АЭС эта энергия преобразуется по двухстадийной схеме: энергия деления — тепловая энергия — электрическая.

Однако предпринимаются попытки прямого получения электричества из энергии ядерных превращений. Такие попытки основаны на использовании дырочно-электронного перехода в твердом теле, при облучении которого реализуется прямое преобразование ядерной энергии в электрическую.

Другой тип устройства непосредственного преобразования энергии ядерного излучения в электричество — источники тока прямого заряда, принцип действия которых основан на сборе заряженных частиц, эмитируемых либо непосредственно радиоактивным веществом, либо под воздействием ядерных излучений.

Устройства, обеспечивающие прямое преобразование ядерной энергии в электрическую, не получили широкого распространения в качестве источников энергоснабжения ввиду их малой выходной мощности. С развитием ядерной техники открылась новая широкая область использования принципа прямого преобразования ядерной энергии в электрическую для создания средств диагностики ионизирующих излучений.

Первое направление привело к разработке полупроводниковых детекторов разного типа, обеспечивающих измерение потоков ионизирующих излучений малой мощности. Второе — к созданию детекторов прямого заряда, используемых в основном в качестве средств внутриреакторной диагностики для измерения мощных потоков нейтронов. Простота конструкции и высокие эксплуатационные характеристики этих детекторов, предложенных Н.Д. Розенблюм и М.Г. Мительманом, открыли путь к применению этих устройств в атомной энергетике. Их использование позволяет обеспечить безопасную и экономичную эксплуатацию ядерных энергетических установок.

Основная часть книги посвящена детекторам этого типа. Зарядовые детекторы других типов не нашли широкого применения в технике, и поэтому им уделено значительно меньше внимания в данной работе.

Н.С. Лидоренко

Введение

Детектором ионизирующего излучения называется чувствительный элемент средства измерения, предназначенный для преобразования энергии ионизирующего излучения в другой вид энергии, удобный для регистрации и измерения одной или нескольких величин, характеризующих воздействующее на детектор излучение*.

Детекторы ионизирующих излучений классифицируются по трем основным признакам**:

- а) по принципу преобразования энергии ионизирующих излучений;
- б) по агрегатному состоянию преобразующей среды;
- в) по характеру сигнала и функции преобразования энергии ионизирующих излучений в сигнал.

Зарядовым детектором ионизирующего излучения называется детектор, принцип действия которого основан на измерении заряда (тока), возникающего в результате переноса заряженных частиц либо первичных, либо образующихся под действием ионизирующих излучений. В зависимости от режима работы зарядовые детекторы разделяются на: 1) *детекторы прямого заряда* (ДПЗ), представляющие собой источники тока, в которых измеряемый ток возникает за счет использования кинетической энергии заряженных частиц, и 2) *зарядовые детекторы с принудительным собиранием*, в которых измеряемый ток образуется в результате собирания заряженных частиц под действием приложенного внешнего источника напряжения.

По агрегатному состоянию преобразующей среды все зарядовые детекторы можно классифицировать как твердотельные. Используемые в качестве изоляторов вакуумные и газовые промежутки не влияют на классификацию, так как изолятор не является преобразующей средой.

По характеру сигнала различают *аналоговые* и *дискретные* зарядовые детекторы. К аналоговым относятся ДПЗ, малая чувствительность которых не позволяет использовать их в импульсном режиме, и детекторы с принудительным собиранием, работающие в токовом режиме. К дискретным относятся детекторы с принудительным собиранием, работающие в импульсном режиме.

По функции преобразования энергии ДПЗ являются непропорциональными, а детекторы с принудительным собиранием могут быть как пропорциональными, так и непропорциональными.

ДПЗ используются для регистрации заряженных частиц, нейтронов, гамма- и рентгеновского излучения. Основная область применения нейтронных ДПЗ — измерение мощных потоков нейтронов в активных зонах ядерных реакторов. Они используются для внутриреакторных измерений

* Детекторы ионизирующих излучений. Термины и определения ГОСТ 14105-76.

** Детекторы ионизирующих излучений. Классификация. ГОСТ 15944-70.

энерговыведения. Гамма-ДПЗ применяются для контроля рентгеновских и гамма-полей в облучательных установках, ускорителях и ядерных реакторах. ДПЗ для регистрации заряженных частиц применяются при измерении активности нуклидов, эмитирующих заряженные частицы, а также плотностей потоков заряженных частиц в ускорителях.

К зарядовым детекторам с принудительным собиранием относятся вакуумные камеры и вторичноэлектронные умножители (ВЭУ)*. Вакуумные камеры используют для регистрации нейтронного (НВК), а также рентгеновского и γ -излучения (РВК). ВЭУ применяют при детектировании электронов, ионов, квантового излучения и нейтральных частиц, в том числе в селекторах заряженных частиц и в плазменных исследованиях.

Глава 1

ДЕТЕКТОРЫ ПРЯМОГО ЗАРЯДА

§ 1.1. Принцип действия и основные элементы конструкции

Ядерные источники тока прямого заряда (ЯИТПЗ) начали разрабатываться вскоре после открытия радиоактивности. ЯИТПЗ состоит из эмиттера, коллектора и разделяющего их изолятора.

Эмиттером служат вещества, эмитирующие в результате ядерных превращений заряженные частицы. Проходя через изолятор и собираясь на коллекторе, эти частицы создают разность потенциалов между эмиттером и коллектором. В качестве диэлектрика используются вакуумные промежутки или твердый диэлектрик — обычно неорганический. Изоляторы из органических материалов и газовые промежутки применяются редко: первые ввиду низкой радиационной стойкости, а вторые — из-за возможных токов утечки вследствие ионизации газа.

Дифференциальное уравнение работы ЯИТПЗ (рис. 1.1) имеет вид:

$$R \frac{di_R}{dt} = \frac{1}{C} (i_0 - i_R \frac{r + R}{r}), \quad (1.1)$$

где i_R — ток нагрузки (измерительного прибора); C — емкость ЯИТПЗ, включая емкость соединительных линий и нагрузки; r — внутреннее сопротивление источника; R — сопротивление нагрузки; i_0 — первичный ток заряженных частиц.

В стационарном режиме ток нагрузки (полезный ток)

$$i_R = i_0 r / (r + R). \quad (1.2)$$

Для ЯИТПЗ с вакуумным диэлектриком ток нагрузки зависит от числа первичных заряженных частиц, их энергии, напряжения на электродах, геометрии электродов, тока утечки, создаваемого вторичной эмиссией электронов с коллектора, а также от сопротивления изоляции и внешней нагрузки. Для ЯИТПЗ с твердым диэлектриком существенным становится поглощение заряженных частиц в изоляторе.

ЯИТПЗ является устройством, обеспечивающим непосредственное преобразование ядерной энергии в электрическую без всяких промежуточных этапов. К сожалению, по ряду причин, к которым относятся радиа-

* Матвеев В.В., Хазанов Б.И. Приборы для измерения ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1972.

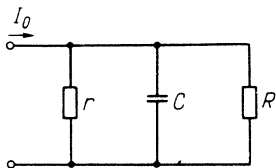


Рис. 1.1. Эквивалентная схема ЯИТПЗ.

ционная опасность и весьма ограниченные рабочие токи, они не получили применения в качестве источников энергоснабжения, однако широко используются для создания средств диагностики ионизирующих излучений.

ДПЗ [1–7] представляют собой источники тока, разность потенциалов на электродах которых создается за счет использования кинетической энергии заряженных частиц. В зависимости от вида регистрируемого излучения различают: нейтронные ДПЗ, гамма-ДПЗ, ДПЗ для регистрации заряженных частиц.

ДПЗ так же, как и ЯИТПЗ, состоят из эмиттера, коллектора и разделяющего их диэлектрика.

Электрически ДПЗ представляет собой генератор тока. Измерению подлежит первичный ток заряженных частиц. Из формулы (1.2) следует, что соответствие между измеряемым и первичным током заряженных частиц достигается при условии $r \gg R$, т.е. при работе детектора в режиме короткого замыкания. При этом значительно снижаются требования к сопротивлению изоляции детектора и уменьшается инерционность измерительной системы, поскольку из формулы (1.1) следует, что при $I \rightarrow 0$ показания измерительного прибора не зависят от времени.

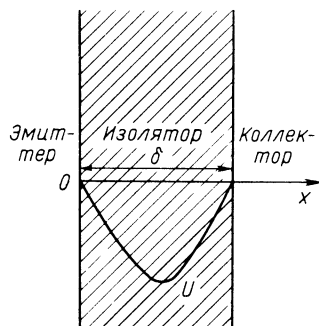
В эмиттере ДПЗ генерируются электрические заряды. Выбор материала эмиттера определяется регистрируемым излучением и задачей измерения, типом и энергией эмиттируемых им заряженных частиц. При этом необходимо учитывать его технологические и электрические свойства, теплоустойчивость и радиационную стойкость.

Второй электрод ДПЗ—коллектор обычно заземляется. Кроме того, он служит герметизирующим элементом детектора. Конструкционные материалы, применяемые в качестве коллекторов, должны обладать достаточной коррозионной и механической стойкостью, совместимостью с материалами, с которыми они контактируют в процессе работы, вносить минимальные возмущения в поле измеряемого параметра. Количество заряженных частиц, образующихся в коллекторе и дающих вклад в ток ДПЗ, должно быть минимальным. В некоторых случаях конструкция коллектора должна обеспечивать защиту детектора от влияния на его показания заряженных частиц (электронов), возникающих вне объема детектора и искажающих результаты измерения. Кроме того, очевидно, что материал коллектора должен быть достаточно доступным и технологичным. Обычно коллекторы изготавливают из нержавеющей стали, алюминия и его сплавов, никеля и его сплавов.

ДПЗ используются обычно в достаточно жестких условиях — в мощных потоках ионизирующих излучений, при высоких температурах, при наличии влажности и т.п. Поэтому при разработке детекторов обращают серьезное внимание на их герметичность и надежность электрических контактов.

Детали детектора соединяются с помощью сварки или пайки твердым припоем. Следует отметить, что сварка предпочтительнее пайки, так как в месте спая образуются электрохимические пары и возможна коррозионная неустойчивость материала.

Рис. 1.2. Поле объемного заряда в изоляторе.



Изолятор ДПЗ отделяет коллектор от эмиттера. Он должен обеспечить высокое электрическое сопротивление при ограниченных толщинах, быть достаточно радиационно- и термостойким, не эмиттировать в большом количестве заряженные частицы, способные искажать показания детектора, пропускать заряженные частицы, испускаемые эмиттером, быть достаточно технологичным и доступным. Изолятором обычно служит твердый диэлектрик или вакуумный (газовый) промежуток. Применение в малогабаритных детекторах газового или вакуумного изолятора приводит к значительным конструктивным и технологическим затруднениям, так как размер межэлектродного зазора в них не превышает долей миллиметра. Твердый диэлектрик может несколько снизить чувствительность детектора за счет поглощения в нем токообразующих электронов, вылетающих из эмиттера. В то же время он препятствует протеканию в детекторе обратного тока, обусловленного вторичными электронами, выбитыми из материала коллектора. Последние имеют небольшую энергию и полностью поглощаются тонким слоем диэлектрика. Ввиду малой радиационной и термической стойкости органических материалов они в ДПЗ не используются, за исключением случаев, когда в ходе эксплуатации детектора температура и поглощенная доза невелики. Обычно в качестве изоляции в ДПЗ применяют неорганические диэлектрики.

Важный элемент конструкции ДПЗ — линия связи, по которой передается электрический сигнал от чувствительной части детектора к измерительному прибору. В дальнейшем под линией связи ДПЗ будем понимать только ту ее часть, которая находится в зоне мощных полей ионизирующих излучений и высоких температур. Обычно линия связи состоит из токоведущей жилы, изоляции и оболочки. Она должна иметь малое электрическое сопротивление токоведущих жил, большое сопротивление изоляции, оболочку, обеспечивающую защиту линии связи от влияния окружающей среды в течение всего срока эксплуатации детектора, минимальный диаметр. Конструкция и материалы линии связи должны быть такими, чтобы влияния токов, генерируемых в ее элементах под воздействием измеряемых излучений, а также условий окружающей среды, на работу ДПЗ было минимальным. Желательно также иметь фоновую жилу для измерения и компенсации этих токов.

Требования к материалам изоляции и оболочки линии связи аналогичны требованиям к материалам изолятора и коллектора ДПЗ. Во избежание коррозии при контакте разнородных материалов оболочку линии связи и коллектор изготавливают обычно из одного и того же материала. При прохождении быстрых электронов через твердый диэлектрик вследствие их поглощения образуется объемный электрический заряд [8—11], оказывающий существенное влияние на работу ДПЗ. Рассмотрим ллоскую модель ДПЗ (рис. 1.2).

Баланс носителей заряда в сечении диэлектрика площадью 1 см^2 выражается уравнением

$$dn/dt = q(x) - dj_n/dx, \quad (1.3)$$

где n — плотность объемного заряда; q — заряд, сообщаемый единице объема диэлектрика в единицу времени за счет поглощения электронов; j_n — плотность тока проводимости; t — время.

Поскольку

$$j_n = \sigma E, \text{ а } dE/dx = n/\epsilon, \quad (1.4)$$

где σ — удельная проводимость диэлектрика; ϵ — диэлектрическая проницаемость; E — напряженность электрического поля в диэлектрике, то

$$dn/dt = q(x) - \sigma n/\epsilon. \quad (1.5)$$

Решая уравнение (1.5), имеем:

$$n = \exp(-\int dt/\tau) [c + \int q \exp(\int dt/\tau) dt], \quad (1.6)$$

где $\tau = \epsilon/\sigma$ — время релаксации; c — постоянная интегрирования.

Из (1.4) и (1.6) следует, что напряженность электрического поля, определяемая объемным зарядом при $q(x) = \text{const}$,

$$E = \frac{1}{\epsilon} \exp(-\int dt/\tau) [c + \int q \exp(\int dt/\tau) dt] (x - \delta/2), \quad (1.7)$$

где δ — толщина диэлектрика.

Плотность тока смещения в диэлектрике определяется по формуле

$$j_c = \epsilon dE/dt \quad (1.8)$$

и равна

$$j_c = (x - \frac{\delta}{2}) \left\{ q - \frac{1}{\tau} \exp(-\int \frac{dt}{\tau}) [c + \int q \exp(\int \frac{dt}{\tau}) dt] \right\}. \quad (1.9)$$

В стационарном режиме работы детектора $dn/dt = 0$. Отсюда

$$n_{ст} = q\tau; \quad (1.10)$$

$$E_{ст} = \frac{1}{\sigma} q(x - \frac{\delta}{2}). \quad (1.11)$$

Кроме того, очевидно, что в стационарном режиме работы детектора $j_c = 0$.

Измеряемая плотность тока детектора при условии работы его в режиме короткого замыкания определяется числом электронов, проходящих от эмиттера через изолятор к коллектору:

$$j = j_e - j_c^k, \quad (1.12)$$

где j_e — плотность тока первичных электронов, достигающих коллектора при стационарной плотности объемного заряда; j_c^k — плотность тока смещения на границе изолятор—коллектор.

Дальнейший анализ влияния объемного заряда диэлектрика на работу ДПЗ невозможен без знания зависимости его параметров ϵ и σ от условий эксплуатации детектора.

Эффективную диэлектрическую проницаемость для медленно изменяющихся полей можно записать в виде [9]

$$\epsilon_{эф} = \epsilon + \epsilon', \quad (1.13)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость, соответствующая переменной поляризации; ϵ' — компонента диэлектрической проницаемости, соответствующая постоянной поляризации, которая является функцией мощности дозы облучения диэлектрика, возрастает с ее увеличением и определяется положительными и отрицательными центрами поляризации, образуемыми в диэлектрике при облучении электронами. В общем случае можно записать:

$$\epsilon_{эф} = \epsilon + k_1 j,$$

где j — плотность тока ДПЗ; k_1 — коэффициент пропорциональности, зависящий от проводимости диэлектрика.

По данным работы [9] при мощности экспозиционной дозы γ -излучения $3,72 \cdot 10^{-2}$ А/кГ и проводимости диэлектрика $\sigma = 10^{-16}$ См/см $\epsilon_{эф}/\epsilon = 42,1$.

Проводимость диэлектрика зависит как от температуры, так и от мощности дозы излучения. По данным работы [10] влияние излучения на проводимость определяется по формуле

$$\sigma_p = \sigma'_p P \Delta, \quad (1.14)$$

где σ'_p — радиационная проводимость диэлектрика при единичной мощности дозы облучения; P — мощность экспозиционной дозы излучения; Δ — экспериментальный коэффициент.

Удельная проводимость диэлектрика

$$\sigma = \sigma_0 + k_2 j, \quad (1.15)$$

где σ_0 — проводимость диэлектрика в отсутствие облучения; $k_2 = \sigma'_p P \Delta / j$. Отсюда

$$\tau = (\epsilon + k_1 j) / (\sigma_0 + k_2 j). \quad (1.16)$$

Из формулы (1.16) следует, что время релаксации возрастает с увеличением тока детектора и уменьшением удельной проводимости диэлектрика.

При анализе влияния пространственного заряда на работу ДПЗ в нестационарном режиме рассмотрим отдельно случаи изменения плотности тока детектора и его температуры (проводимости). При этом будем считать, что время изменения режима работы весьма мало. Тогда, считая $\tau = \text{const}$, при начальном условии $t = 0$, $n = n_0$ имеем:

$$j_c^K = (\delta/2) (q - n_0/\tau) \exp(-t/\tau). \quad (1.17)$$

В случае, когда $q\tau > n_0$, т.е. имеет место переход от меньшей плотности объемного заряда к большей, ток смещения положителен и уменьшает измеряемый ток детектора. При $q\tau < n_0$ отрицательный ток смещения увеличивает измеряемый ток детектора. Величина q определяется по формуле

$$q = j \mu_d, \quad (1.18)$$

где μ_d — линейный коэффициент поглощения электронов в диэлектрике
Отсюда

$$q\tau = \frac{j \mu_d (\epsilon + k_1 j)}{\sigma_0 + k_2 j}. \quad (1.19)$$

Из анализа формул (1.16) – (1.18) следует, что абсолютное значение плотности тока смещения возрастает с увеличением толщины диэлектрика и коэффициента μ_d .

При изменении плотности тока детектора имеем:

$$j_c^k = \frac{\delta j \mu_d}{2} \left(1 - \frac{j_0}{j} \frac{\epsilon + k_1 j_0}{\epsilon + k_1 j} \frac{\sigma_0 + k_2 j}{\sigma_0 + k_2 j_0} \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (1.20)$$

В случае $j_0 > j j_c^k < 0$, что приводит к возрастанию измеряемой плотности тока детектора с увеличением времени релаксации. При $j > j_0$ имеем $j_c^k > 0$, что приводит к уменьшению измеряемого тока детектора при уменьшении времени релаксации.

Если изменяется температура детектора, то

$$j_c^k = \frac{\delta j \mu_d}{2} \left(1 - \frac{\sigma_0^T + k_2 j}{\sigma_0 + k_2 j} \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (1.21)$$

В случае $\sigma_0^T > \sigma_0$, что соответствует увеличению температуры, $j_c^k < 0$ и с уменьшением времени релаксации увеличивается измеряемый ток детектора.

При $\sigma_0^T < \sigma_0$ ток смещения уменьшает ток детектора с возрастанием времени релаксации.

Для уменьшения влияния токов смещения, возникающих при изменении мощности дозы измеряемого излучения, на показания детектора необходимо, чтобы проводимость диэлектрика при отсутствии излучения была достаточно велика, а для уменьшения влияния температуры необходимо, чтобы производная проводимости по температуре была мала. Кроме того, во всех случаях желательно уменьшение толщины диэлектрика.

В работе [13] показано, что экспериментальные значения плотности токов смещения хорошо совпадают с расчетными, вычисленными по формуле (1.9). При $j = 2,5 \cdot 10^{-7}$ А/см² и температуре 700° С $\epsilon_{эф}/\epsilon = 1,2 \cdot 10^8$; $n = 1,5 \cdot 10^{-2}$ Кл/см³; $E_{ст} = 3,7$ В/см; $\sigma = 0,67 \cdot 10^{-8}$ См/см; $\tau = 0,6 \cdot 10^4$ с.

Рассмотрим влияние пространственного заряда на стационарную чувствительность ДПЗ. Оно определяется двумя процессами – торможением электронов полем объемного заряда и участием части электронов, поглощенных в диэлектрике, в токообразовании.

Поскольку ДПЗ работают в режиме короткого замыкания, то, очевидно, что суммарное воздействие поля объемного заряда на электроны, прошедшие через изолятор, равно нулю. Максимальный потенциальный барьер, который должен преодолеть электрон, определяется по формуле

$$U_{\max} = E_{\max} \delta/4, \quad (1.22)$$

где $E_{\max} = q\delta/2\sigma$ – максимальное значение напряженности поля объемного заряда в диэлектрике. Однако значение E_{\max} ограничено электрической прочностью диэлектрика $E_{пр}$:

$$E_{\max} < E_{пр}.$$

Поэтому $U_{\max} < E_{пр} \delta/4$.

Считая по максимуму [12] $E_{\text{пр}} = 5 \cdot 10^6$ В/см, получаем:

$$U_{\text{макс}} = 1,25 \cdot 10^6 \delta \text{В.}$$

В табл. 1.1 приведены данные по длине пробега / моноэнергетических электронов в кварце. Для сравнения в ней даны значения максимально-го потенциального барьера для тех же длин.

Т а б л и ц а 1.1

l , см	0,0001	0,001	0,01	0,1	1
E , МэВ	0,01	0,035	0,14	0,6	5
$U_{\text{макс}}$, В	$1,25 \cdot 10^2$	$1,25 \cdot 10^3$	$1,25 \cdot 10^4$	$0,125 \cdot 10^6$	$1,25 \cdot 10^6$

Из таблицы видно, что при малых значениях толщины изоляции влиянием тормозящего поля можно практически пренебречь. С ростом толщины изоляции влияние пространственного заряда диэлектрика на чувствительность в стационарном режиме возрастает.

Поскольку значение тормозящего напряжения зависит от интенсивности измеряемого излучения, то для обеспечения работы детектора в линейном диапазоне необходимо, чтобы толщина изоляции ДПЗ была минимальной. В этом случае тормозящим влиянием поля объемного заряда можно пренебречь.

Из анализа распределения потенциала (напряженности) по сечению диэлектрика следует, что имеет место минимум потенциала в одном из сечений $x_{\text{мин}}$ диэлектрика. Электроны, поглощенные в области $x > x_{\text{мин}}$ под действием поля объемного заряда, достигают коллектора и участвуют в токообразовании. Таким образом, можно считать, что поглощение электронов в изоляторе, влияющее на ток ДПЗ, происходит только до сечения, соответствующего нулевому значению напряженности, т.е. до $x_{\text{мин}}$.

Для плоского диэлектрика

$$x_{\text{мин}} = \delta/2; \quad (1.23)$$

для цилиндрического диэлектрика

$$r_{\text{мин}} = r \sqrt{\{1 - [(r - \delta)/r]^2\} / 2 \ln [r/(r - \delta)]}, \quad (1.24)$$

где r — внешний радиус диэлектрика.

Когда детектор работает не в режиме короткого замыкания, например, когда сопротивление измерительного прибора достаточно велико,

$$E_{\text{ст}} = (q/\sigma) (x - \delta/2) - U_0/\delta, \quad (1.25)$$

где $U_0 = I_{\text{пр}} R_{\text{пр}}$ — разность потенциалов между эмиттером и коллектором; $I_{\text{пр}}$ — измеряемый ток детектора; $R_{\text{пр}}$ — входное сопротивление измерительного прибора.

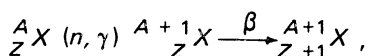
Если $E_{\text{ст}} < 0$, то при любых значениях x минимум потенциала в диэлектрике отсутствует и все электроны, поглощенные в нем, возвращаются на эмиттер, не участвуя в токообразовании, что приводит к уменьшению измеряемого тока детектора. Экспериментально этот эффект наблюдался в работе [14], где при напряжении ~ 10 В ток ДПЗ с учетом тока утечки уменьшался на 4—8%.

§ 1.2. Нейтронные ДПЗ

В нейтронном ДПЗ ток в основном обусловлен реакцией взаимодействия нейтронов с нейтроночувствительным элементом детектора. В зависимости от вида ядерной реакции процесс токообразования могут определять электроны, протоны, α -частицы и осколки деления. Практическое применение в настоящее время получили ДПЗ, использующие в качестве носителей тока электроны. В зависимости от вида электронов, определяющих токообразующий процесс, нейтронные ДПЗ можно разделить на активационные и комптоновские. В первых используются в основном β -частицы, возникающие в нейтроночувствительном элементе (эмиттере) при распаде β -активных нуклидов, образующихся в нем при взаимодействии с нейтронами; во вторых — комптоновские и фотоэлектроны, возникающие при взаимодействии с материалом эмиттера γ -квантов, эмитируемых нейтроночувствительным элементом в результате ядерной реакции.

Метод измерения плотности потока нейтронов с помощью ДПЗ эквивалентен методу активационных детекторов [7], но отличается от последнего токовым способом измерения наведенной активности. При этом, поскольку отсутствуют характерное для активационных детекторов разделение процессов активации и измерения во времени и пространстве, обеспечивается оперативность измерений, упрощается конструкция и эксплуатация измерительной системы.

Активационные ДПЗ. В активационных ДПЗ основной токообразующий процесс определяется реакцией радиационного захвата с образованием и последующим распадом β -активного нуклида:



где A — массовое число изотопа X ; Z — порядковый номер изотопа.

Основное уравнение активационного ДПЗ выводится из баланса образующегося радиоактивного нуклида с учетом вклада в ток детектора комптоновских и фотоэлектронов. В одnogрупповом приближении оно имеет вид:

$$i + \frac{1}{\lambda + \sigma_{A+1} \varphi f_n} \frac{di}{dt} = \left(\frac{\lambda f_\beta + \sigma_{A+1} \varphi f_n \alpha_e}{\lambda + \sigma_{A+1} \varphi f_n} + \alpha_e \right) e^{\sum_A \varphi f_n} + \frac{\alpha_e}{\lambda + \sigma_{A+1} \varphi f_n} e^{\sum_A f_n} \frac{d\varphi}{dt}, \quad (1.26)$$

где φ — плотность невозмущенного потока нейтронов в месте установки детектора; i — ток детектора; λ — постоянная распада нуклида ${}_Z^{A+1}X$; σ_{A+1} — сечение реакции взаимодействия нейтронов с нуклидом ${}_Z^{A+1}X$, приводящей к образованию ядра, отличного от ${}_Z^{A+1}X$; f_n — коэффициент, учитывающий возмущение нейтронного поля детектором; f_β — коэффициент, учитывающий поглощение β -частиц в материале эмиттера и изолятора и равный доле β -частиц, достигших коллектора, т.е. вклада в ток детектора β -частиц, возникающих при поглощении в эмиттере одного нейтрона; α_e — коэффициент, учитывающий погло-

щение γ -квантов и электронов в материале эмиттера и изолятора и равный числу комптоновских и фотоэлектронов, дающих вклад в ток при поглощении в нейтроночувствительном элементе ДПЗ одного нейтрона; Σ_A — макроскопическое сечение реакции радиационного захвата для изотопа $^A X$; e — заряд электрона; t — время.

Анализ уравнения (1.26) показывает, что в общем случае зависимость тока от плотности потока нейтронов нелинейна. Область линейности определяется соотношениями:

$$\varphi \ll \lambda / f_n \sigma_{A+1}; \quad \varphi \ll \lambda f_\beta / \sigma_{A+1} f_n a_e. \quad (1.27)$$

При работе детектора в линейном диапазоне основное уравнение ДПЗ в однокрупном приближении имеет вид:

$$i + \frac{1}{\lambda} \frac{di}{dt} = (f + a) e \Sigma_A \varphi + \frac{ae \Sigma_A}{\lambda} \frac{d\varphi}{dt}, \quad (1.28)$$

$$f = f_n f_\beta; \quad a = f_n a_e.$$

Основные данные по материалам, применяемым в качестве эмиттеров нейтронных ДПЗ, приведены в табл. 1.2. Согласно схемам активации и распада в пренебрежении процессами, дающими малый вклад в ток детектора, основное уравнение ДПЗ в однокрупном приближении в диапазоне линейности для наиболее распространенных детекторов имеет вид:

с эмиттером из ванадия:

$$i + \frac{1}{\lambda} \frac{di}{dt} = (f + a) e \Sigma_A \varphi + \frac{ae \Sigma_A}{\lambda} \frac{d\varphi}{dt}, \quad (1.29)$$

с эмиттером из родия:

$$i + \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} \frac{di}{dt} + \frac{1}{\lambda_1 \lambda_2} \frac{d^2 i}{dt^2} = (f + a) e \Sigma_A \varphi + \left[\frac{e a \Sigma_A (\lambda_1 + \lambda_2)}{\lambda_1 \lambda_2} + \frac{f_1 e \Sigma_1}{\lambda_2} \right] \frac{d\varphi}{dt} + \frac{a e \Sigma_A}{\lambda_1 \lambda_2} \frac{d^2 \varphi}{dt^2}, \quad (1.30)$$

с эмиттером из серебра:

$$i + \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} \frac{di}{dt} + \frac{1}{\lambda_1 \lambda_2} \frac{d^2 i}{dt^2} = (f + a) e \Sigma \varphi + \left[\frac{e a \Sigma_A (\lambda_1 + \lambda_2)}{\lambda_1 \lambda_2} + \frac{f_1 e \Sigma_1}{\lambda_2} + \frac{f_2 e \Sigma_2}{\lambda_1} \right] \frac{d\varphi}{dt} + \frac{a e \Sigma_A}{\lambda_1 \lambda_2} \frac{d^2 \varphi}{dt^2}, \quad (1.31)$$

где $\lambda_1, \lambda_2, \Sigma_1, \Sigma_2, f_1, f_2$ — параметры для первого и второго изотопов (изомеров).

Из уравнений (1.29) — (1.31) следует, что ток активационного ДПЗ инерционен по отношению к плотности потока нейтронов. Однако эти уравнения выведены для общего случая и связывают ток детектора с плотностью потока нейтронов. Используя их и применяя машинные мето-

Таблица 1.2

Нуклид (распространенность, %)	Наведенный изотоп				γ-кванты радиационного захвата [15]	
	$\sigma_T, \text{см}^2$	$T_{1/2}, \text{с}$	$E_\beta, \text{МэВ}$	$E_\gamma, \text{МэВ}$	Число	Средняя энергия, МэВ
^{23}V					3,3	2,68
$^{50}_{23}\text{V}(0,24)$	250	—	—	—	—	—
$^{51}_{23}\text{V}(99,76)$	4,5	225	2,73	—	—	—
$^{59}_{27}\text{Co}(100)$	36,3	—	—	—	2,06	3,3
	16,9	624	—	1,17	—	—
	20,2	$1,67 \cdot 10^8$	0,33	1,33	—	—
$^{103}_{45}\text{Rh}(100)$	150	—	—	—	2,87	1,72
	140	42,4	2,44	—	—	—
	12	264	—	—	—	—
$^{47}_{47}\text{Ag}$	64,8	—	—	—	3,35	2,19
$^{107}_{47}\text{Ag}(51,35)$	31	138	1,77	—	—	—
$^{109}_{47}\text{Ag}(48,65)$	87	24,2	2,16 (60%)	—	—	—
			2,84 (40%)	—	—	—
	3,2	$2,4 \cdot 10^7$	—	0,536 (42%)	—	—
				0,086 (56%)	—	—
$^{48}_{48}\text{Cd}$	2537	—	—	—	5,2	1,92
$^{64}_{64}\text{Gd}$	46 600	—	—	—	4,68	1,75
$^{68}_{68}\text{Er}$	173	—	—	—	5,9	1,96
$^{72}_{72}\text{Hf}$	101	—	—	—	4,23	1,82
$^{180}_{72}\text{Hf}$	—	$4 \cdot 10^6$	0,41	—	—	—
$^{78}_{78}\text{Pt}$	8,8	—	—	—	3,26	1,94
$^{196}_{78}\text{Pt}(25,4)$	0,7	$6,5 \cdot 10^4$	0,4	0,191	—	—
	—	—	0,67	0,077	—	—
$^{198}_{78}\text{Pt}(7,2)$	4	$1,86 \cdot 10^3$	1,8	—	—	—

ды решения (цифровые или аналоговые), можно создать устройства оперативно и непрерывно измеряющие плотность потока нейтронов.

Комптоновские ДПЗ. В комптоновских ДПЗ механизм взаимодействия излучения с веществом, приводящий к эмиссии электронов, — двухступенчатый: сначала нейтроны взаимодействуют с материалом нейтроночувствительного элемента, а затем — γ-кванты с материалом эмиттера электронов. Двухступенчатый механизм взаимодействия определяет относительно низкую чувствительность комптоновских ДПЗ. Кроме того, принципиально возможно разделить нейтроночувствительный элемент, поглощающий нейтроны и эмитирующий γ-кванты, от элемента, поглощающего γ-кванты и генерирующего электроны, участвующие в токообразовании. При этом следует иметь в виду, что в любом случае генерация электронов происходит также в изоляторе и нейтроночувствительном элементе.

Таким образом, нейтронный комптоновский ДПЗ состоит из: 1) поглотителя нейтронов — генератора γ -квантов (эмиттер γ -квантов); 2) поглотителя γ -квантов — генератора электронов (эмиттер электронов); 3) изолятора; 4) коллектора.

В реально существующих конструкциях комптоновских ДПЗ функции первых двух элементов совмещены в одном эмиттере, что значительно уменьшает габариты детектора. К числу нейтронных реакций, приводящих к возникновению γ -квантов и используемых в комптоновских ДПЗ, относятся: 1) реакция радиационного захвата; 2) реакция деления.

Комптоновские ДПЗ деления. В реакции деления число выделившихся γ -квантов пропорционально числу делений, и поэтому принципиально можно использовать в качестве комптоновских ДПЗ детекторы, нейтроночувствительные элементы которых содержат делящееся вещество. При конструировании комптоновских детекторов деления необходимо принять меры для исключения влияния на показания детекторов положительно заряженных осколков деления и β -частиц, испускаемых продуктами деления; этого можно достичь, помещая делящееся вещество в ампулу, толщина стенки которой обеспечивает полное поглощение осколков и β -частиц.

Число γ -квантов, генерируемых в нейтроночувствительном элементе детектора, связано с плотностью потока моноэнергетических нейтронов следующим соотношением:

$$N_{\gamma}(E, t) = \int_0^E N_{\gamma}(E, 0) \varphi(t) dE + \int_0^E \int_0^t N_{\gamma}(E, t-t_f) \varphi(t_f) dt_f dE, \quad (1.32)$$

где $N_{\gamma}(E, 0)$ — число мгновенных γ -квантов деления с энергией E , соответствующее единице плотности потока нейтронов; $N_{\gamma}(E, t-t_f)$ — число γ -квантов продуктов распада с энергией E , соответствующее единичной плотности потока нейтронов и выделяющееся в момент времени $t-t_f$; $\varphi(t)$ — плотность потока нейтронов; t_f — время акта деления; t — время.

Из анализа уравнения (1.32) следует, что количество γ -квантов, генерируемых комптоновским детектором деления, а следовательно, и его показания являются функцией истории плотности потока нейтронов и в общем случае однозначной зависимости между показаниями такого детектора и плотностью потока нейтронов нет.

Ток, генерируемый комптоновским ДПЗ деления,

$$i = \alpha_f e N_{\gamma}(t). \quad (1.33)$$

Здесь α_f — коэффициент пропорциональности, учитывающий поглощение γ -квантов и электронов в материале эмиттера, изолятора и равный числу комптоновских и фотоэлектронов, дающих вклад в ток при образовании одного γ -кванта деления в нейтроночувствительном материале ДПЗ.

Комптоновские радиационные ДПЗ. Реакция радиационного захвата типа ${}_Z^AX(n, \gamma){}_Z^{A+1}X$ — одна из самых распространенных ядерных реакций. Обычно эти реакции идут под действием медленных нейтронов, причем сечение взаимодействия уменьшается с увеличением энергии нейтронов. Как правило, продукт ядерной реакции (n, γ) β -активен и распадается по схеме ${}_Z^{A+1}X \xrightarrow{\beta} {}_Z^{A+1}X$. Возможно также образова-

ние γ -активного или стабильного нуклида. В табл. 1.2 приведены данные по веществам, которые могут быть использованы в качестве нейтроночувствительных элементов комптоновских ДПЗ. При выборе материала нейтроночувствительного элемента радиационных комптоновских ДПЗ не следует брать веществ, дающих β - и γ -активные нуклиды.

В случае необходимости можно исключить влияние на показания ДПЗ β -частиц наведенного нуклида путем помещения нейтроночувствительного вещества в ампулу, полностью поглощающую β -частицы. При определенных условиях можно пренебречь вкладом активационных токов в общий ток активационного ДПЗ и рассматривать его как комптоновский.

Влиянием активационного тока можно пренебречь, если время измерения

$$t \ll \frac{1}{\lambda} \ln \frac{f}{f - \alpha}, \quad (1.34)$$

где t — время измерения.

Считая, что образующийся нуклид ${}^{A+1}_Z X$ стабилен ($\lambda = 0$) и принимая во внимание, что активационная составляющая тока равна нулю, можно в одnogрупповом приближении записать основное уравнение комптоновского ДПЗ в виде

$$i = \alpha e \Sigma \varphi. \quad (1.35)$$

Когда в результате радиационного захвата образуется γ -активный нуклид, аналогично активационному ДПЗ в одnogрупповом приближении для комптоновского ДПЗ имеем:

$$i + \frac{1}{\lambda + \sigma_{A+1} f_n \varphi} \frac{di}{dt} = f_n e \varphi \Sigma_A \times \\ \times \left(\frac{\lambda a_e \gamma + a_e \sigma_{A+1} \varphi f_n}{\lambda + \sigma_{A+1} \varphi f_n} + a_e \right) + \frac{e \Sigma_A f_n a_e}{\lambda + \sigma_{A+1} f_n \varphi} \frac{d\varphi}{dt}, \quad (1.36)$$

где $a_e \gamma$, a_e — коэффициенты пропорциональности, учитывающие вклад в ток ДПЗ электронов, возникновение которых определяется γ -квантами, испускаемыми в результате единичного акта γ -распада изотопа ${}^A_Z X$ и реакции радиационного захвата соответственно.

Диапазон линейности комптоновского ДПЗ в этом случае определяется неравенствами:

$$\varphi \ll \lambda / \sigma_{A+1} f_n, \quad \varphi \ll \lambda a_e \gamma / f_n \sigma_{A+1} a_e, \quad (1.37)$$

а уравнение комптоновского ДПЗ в этом случае запишется как

$$i + \frac{1}{\lambda} \frac{di}{dt} = e \Sigma_A \varphi (a_\gamma + a) + \frac{e \Sigma_A a}{\lambda} \frac{d\varphi}{dt}, \quad (1.38)$$

где $a_\gamma = f_n a_e \gamma$, $a = f_n a_e$.

Наличие β -активных изотопов в составе продуктов реакции радиационного захвата приводит к возникновению активационной составляющей тока комптоновского ДПЗ.

Основное уравнение для ДПЗ с эмиттером из кобальта в диапазоне линейности имеет вид:

$$i + \frac{1}{\lambda} \frac{di}{dt} = (\eta_{\gamma} + \eta) \varphi + \frac{\eta}{\lambda} \frac{d\varphi}{dt}, \quad (1.39)$$

где η_{γ} — вклад в чувствительность детектора, определяемый распадом ${}^{60}_{27}\text{Co}$; η — вклад в чувствительность детектора, определяемый γ -квантами реакции ${}^{59}_{27}\text{Co} (n, \gamma)$; λ — постоянная распада ${}^{60}_{27}\text{Co}$.

Чувствительность нейтронных ДПЗ. Чувствительность детектора η определяется как ток, который он дает в потоке нейтронов единичной плотности:

$$\eta = i / \varphi. \quad (1.40)$$

В стационарном режиме работы реактора чувствительность детектора, отнесенная к единице объема эмиттера, равна:

для активационного ДПЗ:

$$\eta = e (f + a) \Sigma, \quad (1.41)$$

для комптоновского ДПЗ деления:

$$\eta = e a_f N_{\gamma} / \varphi, \quad (1.42)$$

для комптоновского радиационного ДПЗ:

$$\eta = e \Sigma (a_{\gamma} + a). \quad (1.43)$$

Поскольку $\Sigma, f, a, a_{\gamma}, a_f, N_{\gamma}$ являются функциями энергии нейтронов, то и чувствительность нейтронных ДПЗ зависит от энергии измеряемых нейтронов. Из анализа уравнений (1.28), (1.32), (1.38) следует, что в общем случае отношение тока ДПЗ к плотности потока нейтронов (его чувствительность) зависит от времени и режима работы детектора. В то же время в эти уравнения чувствительности в стационарном режиме входят как постоянные, поэтому именно они характеризуют свойства детекторов. Формулы (1.41), (1.43) даны для чувствительности детекторов к моноэнергетическим нейтронам.

При расчете чувствительности нейтронных ДПЗ необходимо учесть взаимодействие:

- 1) нейтронов с нейтроночувствительным элементом детектора;
- 2) β -частиц с материалом эмиттера и изолятора (для активационных детекторов);
- 3) γ -квантов с материалом эмиттера, изолятора и коллектора;
- 4) электронов, образующихся при взаимодействии γ -квантов, с материалом эмиттера и изолятора;
- 5) электронов с полем пространственного заряда в диэлектрике.

В принятой схеме возможностью взаимодействия нейтронов с материалом изолятора и коллектора пренебрегаем. Методы расчета активационной и комптоновской чувствительности ДПЗ приведены в работе [10]. Расчетная зависимость активационной чувствительности, отнесенной к радиусу эмиттера, от безразмерных параметров $\Sigma R, \mu R$ дана на графике рис. 1.3. Здесь Σ — макроскопическое сечение активации нейтронами материала эмиттера; μ — линейный коэффициент поглощения β -частиц в материале эмиттера; R — радиус эмиттера.

Расчетная зависимость чувствительности комптоновского ДПЗ, отнесенная к радиусу эмиттера и числу γ -квантов, выделяющихся при радиа-

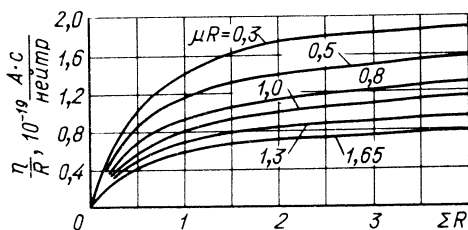


Рис. 1.3. Зависимость активационной чувствительности ДПЗ от радиуса эмиттера и безразмерных параметров μR и ΣR (изолятор ДПЗ — кварц толщиной 0,2 мм).

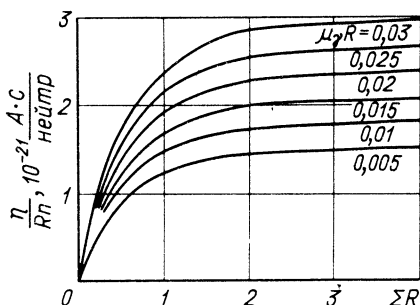


Рис. 1.4. Зависимость комptonовской чувствительности ДПЗ от радиуса эмиттера, числа γ -квантов, выделяющихся при радиационном захвате одного нейтрона, и безразмерных параметров ΣR и $\mu\gamma R$ (изолятор — кварц толщиной 0,2 мм).

ционном захвате одного нейтрона, от безразмерных параметров ΣR и $\mu\gamma R$ приведена на рис. 1.4 ($\mu\gamma$ — коэффициент линейного ослабления γ -квантов радиационного захвата в материале эмиттера).

Очевидно, что

$$f(E) = \eta_{\text{акт}}(E) / e\pi R^2 \Sigma(E); \quad (1.44)$$

$$\alpha(E) = \eta_{\text{к}}(E) / e\pi R^2 \Sigma(E), \quad (1.45)$$

где $\eta_{\text{акт}}(E)$, $\eta_{\text{к}}(E)$ — активационная и комptonовская чувствительность ДПЗ.

Изменение чувствительности ДПЗ (выгорание). При работе ДПЗ часть ядер эмиттера активируется и, образуя другие ядра, не принимает участия в дальнейшей работе детектора. Скорость активации в единице объема, равная скорости уменьшения числа ядер эмиттера, принимающих участие в ядерной реакции,

$$\frac{dN}{dt} = - \frac{1}{V} \int_V \int_0^\infty \Sigma(E) \varphi(E) dE dV, \quad (1.46)$$

где V — объем эмиттера. Для моноэнергетических нейтронов с энергией E уравнение (1.46) можно представить в виде

$$dN/dt = - \Sigma(E) \varphi(E) f_n(E). \quad (1.47)$$

Поскольку $\eta(E) = e [f(E) + \alpha(E)] \Sigma(E)$

и $\Sigma(E) = \sigma(E) N$, то

$$d\eta(E)/dt = - \sigma(E) \eta(E) f_n(E) \varphi(E). \quad (1.48)$$

Отсюда

$$\begin{aligned} \eta_0(E) - \eta(E) &= \int_0^t \sigma(E) f_n(E) i(E) dt = \\ &= \int_0^t \sigma(E) f_n(E) dq^*(E), \end{aligned} \quad (1.49)$$

где $q^*(E)$ — количество электричества, выработанное ДПЗ с объемом эмиттера, равным 1.

Таким образом, изменение чувствительности детектора является функцией выработанного им количества электричества.

Выгорание ДПЗ растет с увеличением сечения активации эмиттера и коэффициента $f_n(E)$ (уменьшением диаметра эмиттера).

Воспроизводимость чувствительности (идентичность) ДПЗ. *Воспроизводимость чувствительности* — одна из основных характеристик детекторов, позволяющая решать вопрос об их взаимозаменяемости и создании систем контроля на их основе. Предварительная градуировка нейтронных детекторов нежелательна ввиду ее трудоемкости, высокой стоимости и радиационной опасности.

При исследовании вопроса об идентичности детекторов следует различать воспроизводимость их начальной чувствительности и воспроизводимость ее изменения в процессе эксплуатации под влиянием выгорания, температуры и т.п.

Воспроизводимость начальной чувствительности детекторов определяется точностью изготовления и сборки их отдельных частей: диаметром, длиной, массой и химическим составом эмиттера, толщиной изоляции и коллектора, а также зависит от свойств материалов, из которых они изготовлены. Теоретически, по-видимому, возможно обеспечить сколь угодно точное воспроизведение этих параметров, однако практически всегда имеют место те или иные допуски, зависящие от технологии производства, которые и приводят к неидентичности детекторов.

Идентичностью ДПЗ называют величину

$$\delta = \Delta\eta / \eta, \quad (1.50)$$

где $\Delta\eta$ — отклонение чувствительности ДПЗ.

Относительное изменение чувствительности детектора при единичном изменении параметра, определяющего идентичность, — удельная идентичность равна:

$$\delta_d = \frac{\Delta\eta}{\eta\Delta d}; \quad \delta_l = \frac{\Delta\eta}{\eta\Delta l}; \quad \delta_t = \frac{\Delta\eta}{\eta\Delta t}; \quad \delta_h = \frac{\Delta\eta}{\eta\Delta h}; \quad \delta_\sigma = \frac{\Delta\eta}{\eta\Delta\sigma}, \quad (1.51)$$

где d — диаметр эмиттера; l — длина эмиттера; t — толщина изолятора; h — толщина стенки коллектора; σ — удельная проводимость диэлектрика.

Очевидно, что

$$\delta = \delta_d \Delta d + \delta_l \Delta l + \delta_t \Delta t + \delta_h \Delta h + \delta_\sigma \Delta \sigma. \quad (1.52)$$

Величина δ_d возрастает с уменьшением диаметра эмиттера и сечения поглощения его материала. При малых значениях Σ и d чувствительность пропорциональна сечению эмиттера d^2 , а при больших диамет-

рах и сечениях активации в токообразующем процессе участвует лишь поверхностный слой эмиттера и чувствительность ДПЗ линейно зависит от диаметра. Если исключить из рассмотрения случай весьма малой длины эмиттера, когда существенны краевые эффекты на его концах, то очевидно, что чувствительность ДПЗ линейно зависит и от длины эмиттера, т.е. $\delta_I = 1/l$.

Следует особо рассмотреть совместное влияние диаметра и длины эмиттера на идентичность ДПЗ. В ряде случаев при производстве детекторов весьма точно известен диаметр эмиттера, но сделать его равным номинальному значению практически невозможно (например, при отклонении диаметра проволоки, из которой изготавливается эмиттер, от номинала в пределах ГОСТа). Однако при этом оказывается возможным компенсировать отклонения диаметра эмиттера изменением его длины при условии соблюдения равенства

$$\delta_d \Delta d^* = -\delta_l \Delta l^*, \quad (1.53)$$

где Δd^* и Δl^* — отклонения диаметра и длины эмиттера от номинала. При этом необходимо следить за тем, чтобы изменение длины нейтроночувствительного элемента не усложнило интерпретации полученных результатов.

Величина δ_I возрастает с увеличением толщины изоляции и коэффициента линейного ослабления электронов в ней, при этом становятся большими токи смещения, что ухудшает идентичность ДПЗ в нестационарном режиме. Отсюда следует, что для обеспечения хорошей идентичности желательно уменьшение толщины изоляции; при этом уменьшается внутреннее сопротивление ДПЗ, что при правильном выборе измерительного прибора не оказывает существенного влияния на работу детектора.

В качестве материалов коллекторов используются вещества, слабо поглощающие нейтроны, поэтому влиянием толщины коллектора на идентичность ДПЗ можно практически пренебречь, если сечение взаимодействия материала эмиттера с нейтронами достаточно велико.

В настоящее время идентичность ДПЗ может быть легко доведена до $\pm 1\%$.

Зависимость чувствительности ДПЗ от температуры. При исследовании влияния температуры на чувствительность ДПЗ следует различать два аспекта этого вопроса: 1) изменение чувствительности, связанное с физикой основных токообразующих процессов в детекторе; 2) возможность паразитных токов, искажающих показания ДПЗ.

При увеличении температуры возрастают проводимость диэлектрика и, как следствие этого, токи утечки. Для обеспечения условий работы ДПЗ в режиме короткого замыкания необходимо, чтобы сопротивление изоляции было намного выше входного сопротивления измерительного прибора ($R_{из} \gg R_{пр}$). При соблюдении этого условия чувствительность ДПЗ в стационарном режиме не зависит от сопротивления изоляции. В то же время это условие ограничивает верхний предел рабочих температур детектора.

При наличии в составе ДПЗ разнородных материалов возможно влияние на их показания токов, возникающих под воздействием термо-э.д.с. Для ДПЗ с длиной эмиттера, много меньшей длины активной зоны, наиболее целесообразно применять линию связи с центральной жилой и оболочкой, изготовленными из одного и того же материала. Поскольку эмиттер в этом случае находится при одной и той же температуре, он не оказывает влияния на термоэлектрическую цепь. Линия связи при применении од-

них и тех же материалов дает нулевую термо-э.д.с., что обеспечивает отсутствие термоэлектрического тока, влияющего на показания детектора.

В ряде случаев это условие не удается соблюсти. Тогда максимальная рабочая температура детектора определяется условием

$$i_{\text{ДПЗ}} \gg E(T, T_0) (R_{\text{из}} + R_{\text{пр}} + R_{\text{л.с}})^{-1}, \quad (1.54)$$

где $E(T, T_0)$ — термо-э.д.с., зависящая от конструкции детектора и температуры "горячего" (T) и холодного (T_0) спаев; $R_{\text{из}}$ — сопротивление изоляции; $R_{\text{л.с}}$ — сопротивление линии связи; $R_{\text{пр}}$ — входное сопротивление измерительного прибора.

Если для линии связи используется термопарный кабель (например, хромель-алюмелевый),

$$i_{\text{л.с}}^T = \left(\frac{E_{\text{хс}}}{R_{\text{х}}} - \frac{E_{\text{ас}}}{R_{\text{а}}} \right) / \left(1 + \frac{R_{\text{пр}} + R_{\text{из}}}{R_{\text{х}}} + \frac{R_{\text{пр}} + R_{\text{из}}}{R_{\text{а}}} \right), \quad (1.55)$$

где $E_{\text{хс}}$, $E_{\text{ас}}$ — термо-э.д.с., возникающие в парах хромель-сталь, алюмель-сталь; $R_{\text{х}}$, $R_{\text{а}}$ — сопротивления хромелевой и алюмелевой жил кабеля соответственно. Наличие стальной ветви термопары определяется стальной оболочкой кабеля.

Очевидно, что при прочих равных условиях для повышения рабочей температуры детектора следует стремиться к повышению его чувствительности. При изменении температуры детектора изменяется объемный заряд в диэлектрике, что может сказаться на чувствительности ДПЗ как в стационарном, так и в переменном режиме. Влияние пространственного заряда на чувствительность ДПЗ в стационарном режиме уменьшается с уменьшением толщины диэлектрика, и при разумных толщинах изоляции ($\delta \leq 0,2$ мм) этим влиянием практически можно пренебречь. В то же время имеет место изменение чувствительности в нестационарном режиме, обусловленное токами смещения, для уменьшения которых также необходимо разумно уменьшать толщину изоляции и ее сопротивление.

§ 1.3. Гамма-ДПЗ

Гамма-ДПЗ [5, 6, 16–18] состоит из двух электродов, изолированных друг от друга. В качестве изолятора используется вакуумный промежуток или твердый диэлектрик. Электроды гамма-ДПЗ имеют обычно либо цилиндрическую, либо плоскую геометрию. γ -Кванты, взаимодействуя с веществом детектора, образуют комптоновские и фотоэлектроны. При исследовании процессов токообразования необходимо учитывать также отражение и вторичную эмиссию электронов.

Эмиттером гамма-ДПЗ принято называть электрод, который в ходе работы заряжается положительно, а коллектором — электрод, заряжающийся отрицательно.

Принцип действия детектора основан на измерении разностного тока электронов, выбиваемых падающими γ -квантами из электродов. Разностный ток возникает из-за того, что γ -кванты выбивают из каждого электрода различное количество заряженных частиц, которые неодинаково поглощаются в коллекторе и эмиттере. Таким образом, можно ввести понятие удельной чувствительности электрода, под которой следует понимать плотность тока первичных носителей, испускаемых одним электродом и поглощаемых другим. Очевидно, что эта величина зависит от свойств обоих электродов.

Считая, что электроны отражаются или принимают участие во вторичной эмиссии однократно, для случая вакуумного гамма-ДПЗ имеем:

$$\begin{aligned}\eta_{12} &= eY(E_\gamma, Z_1) [1 - \chi(E_e, Z_2)]; \\ \eta_{21} &= eY(E_\gamma, Z_2) [1 - \chi(E_e, Z_1)],\end{aligned}\quad (1.56)$$

где η_{12} , η_{21} — удельная чувствительность электрода 1 в паре с электродом 2 и электрода 2 в паре с электродом 1 соответственно; e — заряд электрона; $Y(E_\gamma, Z)$ — выход первичных комптоновских и фотоэлектронов с единицы поверхности электродов при единичной плотности потока γ -квантов; E_γ — энергия γ -квантов; Z — атомный номер вещества электрода; E_e — средняя энергия первичных электронов; $\chi(E_e, Z)$ — коэффициент обратного рассеяния.

Для случая плоских электродов чувствительность детектора с вакуумным диэлектриком определяется по формуле

$$\eta = \eta_{12} - \eta_{21}. \quad (1.57)$$

Максимальную чувствительность вакуумного гамма-ДПЗ удастся получить в случае использования в качестве материалов эмиттера веществ с большим атомным номером, а в качестве материала коллектора — вещества с малым атомным номером. Вещества с высоким атомным номером имеют большой выход первичных электронов и большой коэффициент отражения, а с малым Z — низкий коэффициент отражения.

Изменение чувствительности при изменении энергии измеряемых γ -квантов (ход с жесткостью) определяется энергетической зависимостью выхода первичных электронов с поверхности электродов. Минимальный ход с жесткостью имеет место в случае, когда атомные номера материалов электродов близки друг к другу, при этом чувствительность гамма-ДПЗ уменьшается.

Если в качестве изоляции гамма-ДПЗ используется твердый диэлектрик, то чувствительность детектора несколько уменьшается, вследствие поглощения электронов малой энергии в диэлектрике. Однако при этом можно существенно уменьшить размеры детектора, а также исключить влияние состояния поверхности электродов на его показания, поскольку вторичные электроны низкой энергии практически полностью поглощаются диэлектриком.

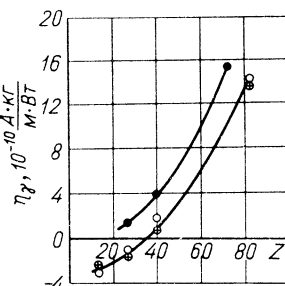
Чувствительность гамма-ДПЗ с твердым диэлектриком определяется следующими процессами: эмиссией первичных электронов с электродов, прохождением их через диэлектрик, отражением от противоположного электрода, прохождением отраженных электронов через диэлектрик и поглощением их в первом электроде (повторным отражением электронов от первого электрода пренебрегаем, поскольку в этом случае энергия отраженных электронов резко падает и они практически полностью поглощаются в диэлектрике). Удельная чувствительность электрода гамма-ДПЗ с твердым диэлектриком определяется по формулам

$$\eta_{13} = eY(E_\gamma, Z_1) T_{13}(E'_e, Z_2, \delta) [1 - \chi(E'_e, Z_3) T_{13}(E''_e, Z_2, \delta)]; \quad (1.58)$$

$$\eta_{31} = eY(E_\gamma, Z_3) T_{31}(E'_e, Z_2, \delta) [1 - \chi(E'_e, Z_3) T_{31}(E''_e, Z_2, \delta)], \quad (1.59)$$

Рис. 1.5. Зависимость чувствительности гамма-ДПЗ с твердым диэлектриком от атомного номера вещества по данным работы [6]:

○ — реакторное облучение; ⊕ — облучение γ -квантами ^{60}Co ; ● — по данным работы [18] облучение ^{60}Co .



где Z_1 , Z_2 , Z_3 — атомные номера материалов эмиттера, изолятора и коллектора; $T_{13}(E'_e, Z_2, \delta)$ — коэффициент прохождения первичных электронов, испускаемых эмиттером, через диэлектрик; $T_{13}(E''_e, Z_2, \delta)$ — коэффициент прохождения электронов, отраженных от коллектора, через диэлектрик; $T_{31}(E'_e, Z_2, \delta)$ — коэффициент прохождения первичных электронов, эмитированных с коллектора, через диэлектрик; $T_{31}(E''_e, Z_2, \delta)$ — коэффициент прохождения электронов, отраженных от эмиттера, через диэлектрик; E'_e , E''_e — энергия первичных и отраженных электронов соответственно; δ — толщина диэлектрика.

Чувствительность плоского гамма-ДПЗ с твердым диэлектриком определяется по формуле

$$\eta = \eta_{13} - \eta_{31} \quad (1.60)$$

и возрастает с увеличением разности атомных номеров материалов эмиттера и коллектора и уменьшением толщины диэлектрика.

Экспериментальная зависимость чувствительности гамма-ДПЗ с твердым диэлектриком от атомного номера вещества эмиттера по данным работы [6] приведена на рис. 1.5. Коллектором служила трубка из инконеля 600 диаметром 3,5 × 0,25 мм; диаметр эмиттера составлял 2 мм, длина — 210 мм. На том же графике дана зависимость чувствительности для ДПЗ [18], в котором коллектором служил центральный электрод из нержавеющей стали диаметром 1,8 мм. В качестве эмиттера использовались трубки из тантала толщиной 0,3 мм, циркония и нержавеющей стали толщиной 0,7 мм. Изолятором служила кварцевая трубка диаметром 3,2 мм и толщиной стенки 0,5 мм. Длина чувствительной части — 150 мм.

§ 1.4. ДПЗ для измерения заряженных частиц

Принцип действия ядерных источников тока прямого заряда позволяет использовать их для измерения потока заряженных частиц. В детекторах этого типа электрическая энергия заряженных частиц непосредственно преобразуется в энергию тока на выходе детектора без промежуточных преобразований. Различают коллекторные и индукционные ДПЗ. Действие индукционных ДПЗ основано на наведении потоком частиц заряда или тока на изолированном электроде, расположенном вблизи потока частиц [29], они используются в основном для регистрации импульсных потоков в ускорителях и в этой работе не рассматриваются. В коллекторном ДПЗ электрические заряды частиц непосредственно передаются коллектору детектора для измерения.

Из детекторов такого типа наиболее часто применяется цилиндр Фарадея. Обычно он используется для измерений потоков заряженных частиц на ускорителях.

Цилиндр Фарадея. В общем случае цилиндром Фарадея называется полый проводник, открытый с одной стороны. Электрический заряд распределяется по его внешней поверхности. Поэтому заряд, внесенный во внутреннюю полость цилиндра, полностью переходит к цилиндру. Это свойство позволяет использовать цилиндр Фарадея для измерения интенсивности пучков заряженных частиц [10, 19–21].

Цилиндр располагают осью по отношению к оси потока заряженных частиц. Частицы, проходя через открытый торец цилиндра, поглощаются в его задней стенке. Эффективность регистрации определяется поглощением первичных частиц, эмиссией вторичных заряженных частиц и токами утечки.

Если толщина поглотителя превышает длину полного поглощения частиц, то на эффективность регистрации оказывают влияние вторичная эмиссия электронов и токи утечки. Влияние вторичной электронной эмиссии уменьшается с уменьшением атомного номера вещества поглотителя и увеличением относительной глубины цилиндра, т.е. отношения его глубины к диаметру (H/D). Кроме того, могут применяться конические цилиндры, а также охранные кольца для уменьшения влияния медленных вторичных электронов. Токи утечки зависят от сопротивления изоляции и потенциала U , под которым находится цилиндр:

$$U = i_{\text{пр}} R_{\text{пр}}, \quad (1.61)$$

где $i_{\text{пр}}$ — ток измерительного прибора; $R_{\text{пр}}$ — входное сопротивление измерительного прибора. Сопротивление утечки зависит от сопротивления твердого диэлектрика, а также от ионизации окружающего цилиндра газа.

В результате поглощения тормозного излучения возникают вторичные комптоновские и фотоэлектроны, которые, покидая цилиндр, ионизируют газ и тем самым повышают его проводимость. Наличие вакуумного объема предотвращает ионизацию газа и возможную утечку тока. В работе [21], однако, указывается, что существенного влияния на показания изменение вакуума в пределах от $6 \cdot 10^{-3}$ Па до атмосферного давления не наблюдается; это позволяет в принципе отказаться от вакуумных систем.

Ток утечки

$$i_{\text{ут}} = U/R_{\text{ут}} = i_{\text{пр}} R_{\text{пр}}/R_{\text{ут}}. \quad (1.62)$$

Для уменьшения влияния токов утечки на результаты измерения следует стремиться к уменьшению $R_{\text{пр}}$. Работа детектора в режиме короткого замыкания позволяет снизить требования к сопротивлению изоляции цилиндра и уменьшить возможное влияние ионизации газа.

Если измеряемый ток равен $i_{\text{пр}}$, то плотность потока заряженных частиц

$$\varphi = i_{\text{пр}}/Ze\eta_{\text{р}}, \quad (1.63)$$

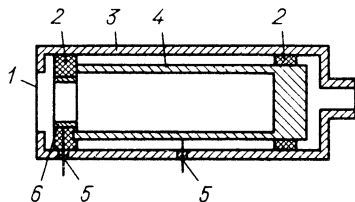
где Ze — заряд частицы; $\eta_{\text{р}}$ — эффективность регистрации.

При достаточно мощных пучках высокоэнергетичных электронов следует считаться с возможностью разогрева поглощающего цилиндра и для отвода тепла предусмотреть использование охлаждающих систем.

Цилиндр Фарадея (рис. 1.6) состоит из полого металлического цилиндра, установленного на изоляторах внутри вакуумной камеры. Задняя стенка цилиндра достаточно толста, чтобы полностью поглотить измеряемые частицы. Для уменьшения вторичной эмиссии и тормозного излуче-

Рис. 1.6. Цилиндр Фарадея:

1 — входное окно; 2 — изолятор; 3 — корпус; 4 — цилиндр; 5 — электрический ввод; 6 — охранное кольцо.



ния используются материалы с малым атомным номером. Входное окно закрыто фольгой достаточно тонкой, чтобы пропускать пучок частиц без заметного ослабления. Расстояние между входным отверстием цилиндра и окном выбирается минимальным, чтобы уменьшить потерю частиц, рассеянных в окне.

При конструировании и использовании цилиндров Фарадея необходимо, чтобы их апертура была достаточно большой, чтобы собрать весь пучок, так как удар частиц о внешние стенки цилиндра приводит к увеличению паразитных токов. Поэтому цилиндры Фарадея обычно не применяют для измерения распределения интенсивности по сечению пучка.

Однако в работе [21] описываются компактные цилиндры Фарадея для измерения распределения электронов в импульсном пучке, причем для подавления токов от вторичных электронов используется диэлектрический фильтр малой толщины, пропускающий первичные высокоэнергетические электроны и поглощающий вторичные электроны малой энергии. При этом фильтр весьма быстро выходит из строя.

Цилиндры Фарадея для измерения импульсных потоков заряженных частиц [10] должны обладать хорошим временным разрешением; для этого необходимо, чтобы их размеры были минимальными. Существенное влияние оказывает также согласование детектора с линией связи.

Для решения ряда конкретных задач, связанных с измерениями на ускорителях, используются некоторые модификации коллекторных ДПЗ. Так, в работе [22] описан зарядовый спектрометр, представляющий собой систему измерительных фольг, расположенных в вакууме нормально к электронному пучку, последовательно одна за другой. Заряд, собранный в каждой из фольг за время облучения, определяется путем их последовательного опроса с помощью шагового искателя. Исходя из измеренных значений заряда производится расчет спектра. При измерении пучка с максимальной энергией 1 МэВ было использовано 20 фольг из алюминия толщиной 0,1 мм каждая. Для исключения влияния ионизации на результаты измерений вся система электродов помещалась в откачиваемый баллон.

При отношении диаметров рабочей части детектора и входного коллиматора 4 : 1 и расстоянии между фольгами менее 0,1 мм погрешность определения заряда за счет утечек электронов через зазоры между электродами не превышала 1%.

Возможно также измерение абсолютной активности β -препаратов с помощью ядерных источников тока прямого заряда [19]. Заряд, эмитируемый из радиоактивного препарата (эмиттера), собирается на другом электроде, являющемся коллектором. Для исключения влияния ионизации электроды разделяются вакуумным промежутком. Влияние вторичной электронной эмиссии на результаты измерений может быть устранено использованием магнитного или электрического поля.

В случае достаточно высокой энергии первичных β -частиц и использования коллектора с малым коэффициентом вторичной эмиссии учесть

последнюю можно с помощью расчетных или экспериментальных коэффициентов. Главный фактор, ограничивающий точность этого метода — низкая удельная активность нуклидов. Практического применения он не получил.

Список литературы

1. Мительман М.Г., Розенблюм Н.Д., Ерофеев Р.С. Преобразование энергии короткоживущих радиоактивных изотопов. — Атомная энергия, 1961, т. 10, вып. 1, с. 72.
2. Hilborn J.W. Self-powered neutron detectors for reactor flux monitoring. — Nucleonics, 1964, v. 22, N 2, p. 69.
3. Детекторы нейтронов прямой зарядки/ Н.Д. Розенблюм, М.Г. Мительман, А.А. Кононович, В.А. Загадкин. — Дозиметрия больших доз. Труды Второго координационного совещания по дозиметрии больших доз (25 сентября — 3 октября 1965 г.). Ташкент: ФАН, 1966, с. 135.
4. Измерение пространственного распределения потока нейтронов/ Н.Д. Розенблюм, М.Г. Мительман, А.А. Кононович и др. — В кн.: Дозиметрия интенсивных потоков ионизирующих излучений. Ташкент: ФАН, 1969, с. 130.
5. Hosemann R., Warrinkhoff H. Self-powered dosimeter for gamma and X-radiation. — Nucleonics, 1964, v. 22, N 3, p. 51
6. Strindehag O. Response of self-powered gamma detector — Atomkernenergie, 1971, Bd 17, N 4, S. 267
7. Детекторы для внутриреакторных измерений энерговыделения/ М.Г. Мительман, Б.Г. Дубовский, В.Ф. Любченко, Н.Д. Розенблюм. М.: Атомиздат, 1977, с. 92 — 129.
8. Gross B. The Compton current — Z. Phys., 1959, Bd 155, N 4, S. 479.
9. Gross B. The Compton current and polarization in gamma-irradiated dielectrics. — J. Appl. Phys., 1965, v. 36, N 5, p. 1635
10. Альбиков З.А., Веретенников А.И., Козлов О.В. Детекторы импульсного ионизирующего излучения. М.: Атомиздат, 1978.
11. Warren N.D. Calculational model for self-powered neutron detector. — Nucl. Sci. Engng., 1972, v. 48, p. 331
12. Электрорадиодетекторы/ Н.В. Тареев, В.М. Короткова, Б.М. Петров, А.А. Преображенский; Под ред. Б.М. Тареева. М.: Высшая школа, 1978, с. 108 — 121.
13. Влияние температуры на характеристики детекторов прямого заряда/ М.Г. Мительман, А.А. Кононович, В.М. Осипов, Н.Д. Розенблюм. — Атомная энергия, 1980, т. 48, вып. 4, с. 256.
14. Кострица А.А., Чекушина Л.В. О влиянии объемного заряда на ток детектора прямой зарядки. — Атомная энергия, 1977, т. 42, вып. 2, с. 123.
15. Кимель Л.Р., Маликович В.П. Защита от ионизирующих излучений/ Справочник. М.: Атомиздат, 1966.
16. Васильев А.Г., Трофимов В.М. Исследование гамма-элементов в мощных потоках γ -излучения. — Атомная энергия, 1969, т. 27, вып. 2, с. 127.
17. Некоторые характеристики детекторов прямой зарядки/ В.Ф. Баранов, В.И. Иванов, Г.В. Кулаков, Г.И. Михеева. — Измерительная техника, 1973, № 2, с. 58.
18. Мухачев Б.В. Зависимость чувствительности внутриреакторных эмиссионных детекторов от атомного номера материала эмиттера. — В сб.: Ядерное приборостроение. Вып. 24—35. Т. 1. — М.: Атомиздат, 1977, с. 54.
19. Радиационная дозиметрия/ Под ред. Д. Хайна и Г. Браунелла. Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1958.
20. Вопросы мониторинга и абсолютных измерений тока и потока энергии электронных пучков сильных ускорителей/ Н.М. Зудков, Ю.Г. Костылева, И.М. Мысев и др. — В сб.: Дозиметрия интенсивных потоков ионизирующих излучений. Ташкент: ФАН, 1969, с. 146.
21. Shuch B.L., Kelly I.G. A compact Faraday cup array for measurement of current distribution from pulsed electron beams — Rev. Sci. Instrum., 1972, v. 43, N 8, p. 1097.
22. Спектрометр интенсивных пучков электронов/ К.А. Дергозубов, О.В. Евдокимов, Н.И. Кононов, Н.И. Ягушкин. — Приборы и техника эксперим., 1975, № 1, с. 29.

ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЙТРОННЫХ ДПЗ

§ 2.1. Условия эксплуатации ДПЗ

В гл. 1 рассмотрены основные процессы, определяющие чувствительность ДПЗ. При этом предполагалось, что детекторы работают в поле моноэнергетических нейтронов. В реальных условиях эксплуатации детекторы работают в полях полиэнергетических нейтронов. На показания ДПЗ могут оказывать существенное влияние реакторное γ -излучение, электроны, возникающие вне его объема, токи линии связи, генерируемые под воздействием нейтронов и γ -квантов, выгорание нейтроночувствительного элемента, процессы, возникающие в детекторе при переменных режимах его работы, электромагнитные помехи и т.д. Все эти факторы приводят к возникновению систематических погрешностей, которые необходимо выявлять и учитывать введением соответствующих поправок. При проектировании ДПЗ необходимо стремиться к тому, чтобы погрешности этого типа были минимальными.

При оценке эксплуатационных характеристик ДПЗ необходимо учитывать условия эксплуатации их в активной зоне ядерного реактора, где плотность потока нейтронов достигает значений $10^{14} - 10^{15}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Энергия нейтронов меняется от тепловой до 8 МэВ и зависит от типа реактора, режима его работы и расположения детектора в активной зоне реактора.

Плотность потока γ -квантов достигает значений $10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при мощности дозы γ -излучения $\sim 10^5$ Вт/кг. Весьма существенна также динамика изменения плотности потока γ -квантов во времени при изменении мощности реактора. Число выделяющихся при делении γ -квантов пропорционально числу делений. Различают мгновенные γ -кванты деления (они уносят 43% общей энергии γ -квантов) и γ -кванты продуктов деления. В случае ступенчатого сброса мощности реактора мощность, генерируемая γ -квантами, изменяется скачком на 43%, через 1 с падает на 50%, а через 100 с — на 73%. В дальнейшем мощность дозы γ -квантов уменьшается весьма медленно, и даже через сутки после остановки она составляет 10% исходной.

Компоновка активной зоны, как правило, предусматривает очень мало места для размещения детекторов. Желательно, чтобы диаметр ДПЗ не превышал 1 — 2 мм. Размеры активной зоны и задача, поставленная при измерении, определяют длину чувствительной части детектора и линии связи. Различают интегральные ДПЗ и локальные. Первые имеют длину, равную высоте активной зоны реактора, и предназначены для определения распределения плотности потока нейтронов по радиусу реактора. Вторые предназначены для измерения распределения по высоте активной зоны и имеют длину, значительно меньшую, чем высота последней.

Температура в активной зоне реактора может достигать 700 °С, причем применение системы охлаждения детектора в ряде случаев недопустимо.

§ 2.2. Использование ДПЗ в полях полиэнергетических нейтронов

Как уже указывалось, в реальных условиях эксплуатации нейтронные ДПЗ работают в полях полиэнергетических нейтронов. Для измерения параметров полей тепловых нейтронов используют понятия чувствительнос-

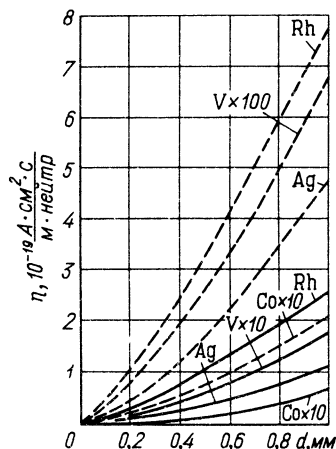


Рис. 2.1. Зависимость чувствительности ДПЗ к тепловым (—) и надтепловым (---) нейтронам от диаметра эмиттера (изолятор — кварц толщиной 0,2 мм).

ти к тепловым нейтронам η_T или чувствительности к условной плотности потока нейтронов η_0 :

$$\eta_T = i/n v_T; \quad (2.1)$$

$$\eta_0 = i/nv_0, \quad (2.2)$$

где i — ток детектора; $n = \int_0^{\infty} n(v) dv$ — общая плотность нейтронов; v — скорость нейтронов; v_T — наиболее вероятная скорость нейтронов максвелловского распределения, соответствующая энергии kT ; k —

постоянная Больцмана; T — температура нейтронов; $v_0 = 2200$ м/с, что соответствует температуре 293,6 К.

Очевидно, что чувствительность к тепловым нейтронам зависит от температуры нейтронов. При измерении полей надтепловых нейтронов, подчиняющихся закону распределения $1/E$ (спектр Ферми), используется понятие чувствительности к надтепловым нейтронам:

$$\eta_{HT} = i/\varphi_{HT}, \quad (2.3)$$

где φ_{HT} — плотность потока надтепловых нейтронов:

$$\varphi_{HT} = \int_{E_{Cd}}^{\infty} \varphi(E) dE; \quad (2.4)$$

$\varphi(E)$ — плотность потока нейтронов с энергией E ; E_{Cd} — эффективная граничная энергия кадмия.

Зависимость чувствительности ДПЗ к тепловым и надтепловым нейтронам от диаметра эмиттера приведена на рис. 2.1.

Обычно в ядерных реакторах имеется смешанное поле тепловых и надтепловых нейтронов. Для описания таких нейтронных полей в настоящее время широко используется представление Весткотта [1, 2], которое применимо для систем с хорошим замедлителем при

$$\xi \Sigma_s / \Sigma_a \geq 5; \quad T < 1,1 T_3,$$

где $\xi \Sigma_s / \Sigma_a$ — коэффициент замедления; T_3 — температура замедлителя.

Ток детектора, имеющего чувствительность $\eta(E)$, описывается формулой

$$i = \eta_0 \varphi [g(T) + rs(T)], \quad (2.5)$$

где η_0 — чувствительность ДПЗ при $E = 0,025$ эВ; φ — условная плотность потока нейтронов; $g(T)$, $s(T)$ — параметры, характеризующие отклонение чувствительности ДПЗ от закона $1/\sqrt{E}$ в тепловой и надтепловой областях:

$$g(T) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1/2} \frac{1}{\eta_0} \int_0^{\infty} \eta(E) \frac{E}{E_T} e^{-E/E_T} \frac{dE}{E_T}, \quad (2.6)$$

$$s(T) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1/2} \frac{1}{\eta_0} \int_0^{\infty} \left[\eta(E) - g(T) \left(\frac{E_0}{E} \right)^{1/2} \right] \frac{\Delta}{E} dE; \quad (2.7)$$

r — надтепловой параметр, характеризующий относительную плотность потока надтепловых нейтронов:

$$r(T) = \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2} g(T) \left[R_{Cd} \left(s_0 + \frac{1}{K_{Cd}} \right) - s_0 \right]^{-1}. \quad (2.8)$$

В формулах (2.6) — (2.8) T — температура нейтронного газа; $T_0 = 293,6^\circ \text{K}$; E_T — энергия, соответствующая наиболее вероятной скорости нейтронов максвелловского спектра; Δ — функция переходной области, описывающая распределение надтепловых нейтронов при низких энергиях; практически [3] ее аппроксимируют ступенчатой функцией с граничной энергией $E_{HT} = 0,17 T/T_0$:

$$\left. \begin{aligned} \Delta &= 1 \text{ при } E > E_{HT}, \\ \Delta &= 0 \text{ при } E < E_{HT}; \end{aligned} \right\} \quad (2.9)$$

R_{Cd} — кадмиевое отношение для ДПЗ:

$$K_{Cd} = \frac{1}{4} \left(\pi \frac{E_{Cd}}{E_0} \right)^{1/2}, \quad (2.10)$$

где E_{Cd} — граница кадмиевой отсечки; s_0 — значение параметра s при $T = T_0$.

Зависимость K_{Cd} от толщины экрана δ приведена на рис. 2.2, зависимости g и s от температуры нейтронов для различных типов детекторов — на рис. 2.3. Для ДПЗ с эмиттером из ванадия $g = 1$.

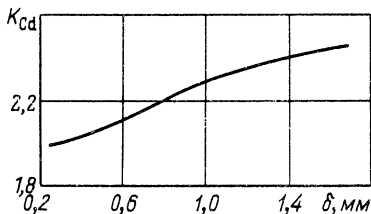


Рис. 2.2. Зависимость коэффициента K_{Cd} от толщины кадмиевого экрана.

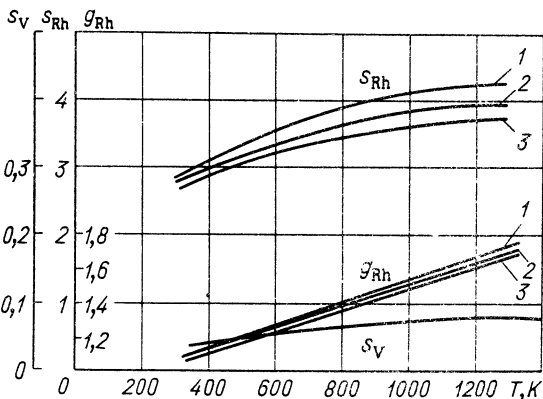


Рис. 2.3. Зависимость параметров g и s от температуры нейтронов при разных диаметрах эмиттеров:

1 — 0,05 см; 2 — 0,08 см; 3 — 0,1 см.

При практическом измерении характеристик полей нейтронов используют метод кадмиевой разности или метод двух детекторов. Метод кадмиевой разности заключается в последовательном измерении тока детектора в кадмиевом чехле и без него.

Кадмиевое отношение

$$R_{Cd} = \frac{i}{i_{Cd}} F_{Cd}, \quad (2.11)$$

где i_{Cd} — ток ДПЗ в кадмиевом чехле; i — ток ДПЗ без чехла; F_{Cd} — коэффициент, учитывающий ослабление кадмиевым экраном потока надтепловых нейтронов и зависящий от толщины кадмиевого чехла, диаметра эмиттера, его вещества и функции переходной области.

Зная величину R_{Cd} из формул (2.5) и (2.8), находят надтепловой параметр и условную плотность потока нейтронов.

Метод двух детекторов состоит в одновременном или последовательном измерении в исследуемом поле нейтронов токов двух детекторов, характеризующихся существенно разным соотношением чувствительностей в тепловой и надтепловой областях, при этом возможна интерполяция показаний одного детектора в точку расположения другого.

Условную плотность потока нейтронов находят из системы уравнений:

$$i_1 = \varphi \eta_{01} [g_1(T) + r s_1(T)]; \quad i_2 = \varphi \eta_{02} [g_2(T) + r s_2(T)], \quad (2.12)$$

где i_1, i_2 — токи первого и второго ДПЗ; η_{01}, η_{02} — их чувствительности при $E = 0,025$ эВ; $g_1(T), g_2(T), s_1(T), s_2(T)$ — параметры первого и второго детекторов соответственно.

§ 2.3. Выгорание, ресурс работы ДПЗ

Изменение чувствительности нейтронного ДПЗ в процессе работы определяется выгоранием нейтроночувствительного элемента. Определим скорость изменения чувствительности ДПЗ как отношение изменения чувствительности к количеству электричества, выработанному детектором:

$$d\eta/dq^* = -\sigma f_n. \quad (2.13)$$

Для случая использования ДПЗ в полях полиэнергетических нейтронов

$$d\eta/dq^* = - \int_0^E \sigma(E) f_n(E) B(E) dE, \quad (2.14)$$

где $B(E)$ — относительный вклад плотности потока нейтронов с энергией E в полную плотность потока нейтронов:

$$\int_0^\infty B(E) dE = 1. \quad (2.15)$$

На практике удобнее использовать скорость изменения чувствительности, отнесенную к начальному значению чувствительности при единичной длине эмиттера:

$$\frac{d\eta}{\eta_0 \omega^*} = - \int_0^\infty \frac{\sigma(E) f_n(E)}{\eta_0(E)} B(E) dE = - \int_0^\infty \frac{B(E) dE}{e N_0 [f_\beta(E) + a_e(E)] \pi R^2}, \quad (2.16)$$

где N_0 — атомная плотность материала эмиттера; R — радиус эмиттера.

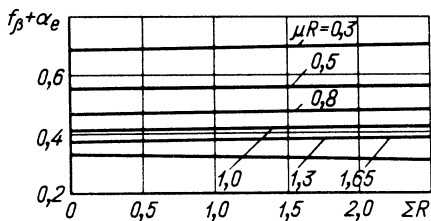


Рис. 2.4. Зависимость величины $(f_{\beta} + \alpha_e)$ от параметра ΣR при разных μR .

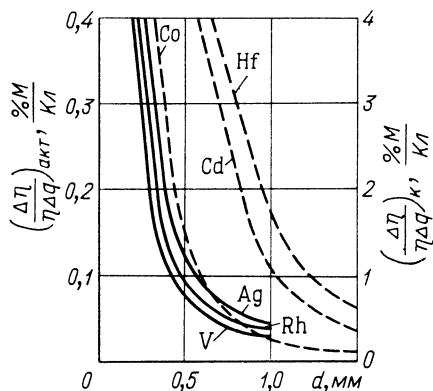


Рис. 2.5. Зависимость выгорания от диаметра эмиттера, изготовленного из различных материалов:

— — активационные ДПЗ; - - - - комптоновские ДПЗ.

Из анализа формулы (2.16) следует, что относительная скорость изменения чувствительности ДПЗ возрастает с уменьшением величины $(f_{\beta} + \alpha_e)$, определяющей, какая часть электронов, образующихся в эмиттере, достигает коллектора, т.е. принимает участие в токообразовании. Из рис. 2.4 следует, что величина $(f_{\beta} + \alpha_e)$ мало зависит от параметра ΣR , поэтому при разумных значениях надтеплового параметра влиянием спектра нейтронов на выгорание можно пренебречь. Расчетная зависимость выгорания от диаметра эмиттера приведена на рис. 2.5 для ДПЗ с различными эмиттерами.

Выше рассматривалось изменение чувствительности ДПЗ вследствие выгорания нейтроночувствительного элемента, что в общем случае приводит к уменьшению показаний детектора при постоянной плотности потока нейтронов. Возможно также изменение чувствительности вследствие образования в эмиттере или других элементах детектора долгоживущего радиоактивного нуклида, в результате распада которого образуются β -частицы или γ -кванты. Под влиянием последних возникают комптоновские и фотоэлектроны. Участвуя в токообразующем процессе, эти электроны и β -частицы могут изменять чувствительность детектора. Учет подобного изменения осложнен тем, что при этом необходимо знать не только количество электричества, выработанного детектором, но и плотность потока нейтронов, время работы ДПЗ, а также нерабочее время детектора. Наиболее характерно такое изменение чувствительности для ДПЗ с эмиттером из кобальта и серебра.

Важнейшая характеристика детектора — ресурс его работы, который определяется двумя факторами: физическим сроком службы, зависящим от работоспособности элементов конструкции детектора, и изменением чувствительности детектора вследствие выгорания нейтроночувствительного элемента.

Физический срок службы определяется конструкцией и свойствами материалов детектора. Желательно иметь неограниченный срок службы, однако практически реализовать это не удастся ввиду ухудшения свойств материалов, из которых изготовлены элементы детектора, при флюенсе нейтронов больше 10^{22} нейтр./см². При перегрузке реактора нерационально оставлять детекторы, смонтированные в активной зоне, на следующую

кампанию. Поэтому срок службы детекторов должен соответствовать кампании активной зоны или периодам между ее частичными перегрузками.

Выгорание нейтронных детекторов также ограничивает ресурс работы нейтронного ДПЗ. При работе детектора поправка на выгорание может быть введена с конечной точностью. Погрешность определения поправки на выгорание зависит от погрешности определения количества электричества, выработанного детектором, воспроизводимости его начальной чувствительности и погрешности определения скорости изменения чувствительности. Поскольку с увеличением времени работы (флюенса нейтронов) абсолютное значение выгорания возрастает, а чувствительность ДПЗ падает, то растет погрешность определения чувствительности ДПЗ, ухудшается их идентичность, а следовательно, погрешность измерений, проводимых с помощью детекторов, возрастает.

Кроме того, фактором, ограничивающим допустимое выгорание, является необходимость обеспечить в течение всего периода работы детектора благоприятное соотношение сигнал–фон.

§ 2.4. Токи линии связи

В линии связи детектора могут возникать токи, генерируемые γ -квантами и нейтронами, термотоки, токи, возникающие под влиянием заряженных частиц, образовавшихся вне детектора.

Основные закономерности возникновения термотоков были рассмотрены выше.

Токи, генерируемые нейтронами, возникают в результате взаимодействия нейтронов с материалом линии связи. Принципиально механизм их образования аналогичен токообразующим процессам нейтронного ДПЗ. Они имеют активационную и комптоновскую составляющие, значения которых определяются разностью количества заряженных частиц, поглощаемых в токоведущей жиле и части изолятора, примыкающей к ней, и покидающих их.

Расчет нейтронной составляющей тока линии связи аналогичен расчету тока нейтронного ДПЗ, но затруднен необходимостью учета токов, обусловленных электронами, эмитируемыми всеми ее элементами (токоведущей жилой, оболочкой, изоляцией). Эти токи близки по значению, поэтому расчет проводится с высокой относительной погрешностью. Из данных о чувствительности нейтронных ДПЗ следует, что при прочих равных условиях нейтронная составляющая тока линии связи уменьшается с уменьшением диаметра токоведущей жилы.

Линию связи детектора, расположенную в поле γ -квантов, можно рассматривать как гамма-ДПЗ. Теоретический расчет чувствительности линии связи, как и гамма-ДПЗ, осложнен необходимостью учета электронов, эмитируемых всеми элементами линии связи. Ток линии связи получается как разностный ток токов центральной жилы, оболочки и изолятора. Ввиду того, что составляющие тока близки друг к другу, его расчетное значение (чувствительность) получается с большой погрешностью. В реальных условиях измерения ДПЗ работают в полях заряженных частиц, которыми могут быть электроны реактора, электроны, эмитируемые при взаимодействии нейтронов и γ -квантов с материалом конструкций, окружающих детектор (линию связи), и, наконец, электроны, эмитируемые другим, расположенным рядом детектором.

Принципиально поправку на ток линии связи можно вводить либо расчетным путем, исходя из данных по ее гамма- и нейтронной чувстви-

тельности, значений плотности потока нейтронов и мощности дозы γ -квантов, либо экспериментально, определяя ток линии связи с помощью специального фоновых детектора. Разработаны также конструкции ДПЗ, имеющие фоновую жилу.

Введение расчетных поправок осложнено тем, что значения мощности дозы γ -квантов в реакторе известны недостаточно точно, а плотность потока заряженных частиц (электронов) в реакторе неизвестна вообще. Кроме того, точность компенсации в обоих случаях ограничена возможными градиентами плотности потока нейтронов, γ -квантов и электронов по сечению линии связи, а также разбросом геометрических размеров линии связи.

В любом случае, при введении компенсации и без нее, для обеспечения приемлемой точности измерений следует стремиться к тому, чтобы основной ток ДПЗ значительно превышал ток линии связи.

При измерении распределения плотности потока нейтронов по высоте активной зоны реактора длина чувствительной части детектора должна быть существенно меньше высоты активной зоны, при этом часть линии связи детектора находится в пределах активной зоны и под воздействием нейтронов, γ -квантов и электронов реактора генерирует ток, искажающий показания ДПЗ. Токи линии связи искажают форму распределения плотности потока нейтронов по высоте активной зоны и ограничивают нижний предел линейности детектора.

Ток линии связи определяется по формуле

$$i_{л.с} = i_{л.с}^{\gamma} + i_{л.с}^n + i_{л.с}^e, \quad (2.17)$$

где $i_{л.с}^{\gamma}$, $i_{л.с}^n$, $i_{л.с}^e$ — токи линии связи, генерируемые γ -квантами, нейтронами и электронами соответственно.

Считая длину линии связи в пределах активной зоны равной h , имеем:

$$\left. \begin{aligned} i_{л.с}^{\gamma} &= \int_0^{E_{\gamma}} \int_{L-h}^L \eta_{л.с}^{\gamma}(E_{\gamma}) \varphi_{\gamma}(E_{\gamma}, x) dE_{\gamma} dx; \\ i_{л.с}^n &= \int_0^E \int_{L-h}^L \eta_{л.с}^n(E) \varphi(E, x) dE dx; \\ i_{л.с}^e &= \int_0^{E_e} \int_{L-h}^L \eta_{л.с}^e(E_e) \varphi_e(E_e, x) dE_e dx. \end{aligned} \right\} \quad (2.18)$$

Здесь $\eta_{л.с}^{\gamma}(E_{\gamma})$, $\eta_{л.с}^n(E)$, $\eta_{л.с}^e(E_e)$ — токовая чувствительность линии связи к γ -квантам, нейтронам и электронам; $\varphi_{\gamma}(E_{\gamma}, x)$, $\varphi(E, x)$, $\varphi_e(E_e, x)$ — плотность потоков γ -квантов, нейтронов, электронов с энергиями E_{γ} , E , E_e , соответствующими точке с координатой x по высоте активной зоны; L — высота активной зоны.

Пренебрегая чувствительностью ДПЗ к γ -квантам, относительную погрешность, вносимую в измерения плотности потока нейтронов токами линии связи, в однокрупном приближении можно определить по формуле

$$\delta i_{л.с} = \frac{\int_{L-h}^L [\eta_{л.с}^{\gamma} \varphi_{\gamma}(x) + \eta_{л.с}^n \varphi(x) + \eta_{л.с}^e \varphi_e(x)] dx}{\int_{L-h}^L \eta \varphi(x) dx}, \quad (2.19)$$

где l — длина эмиттера ДПЗ.

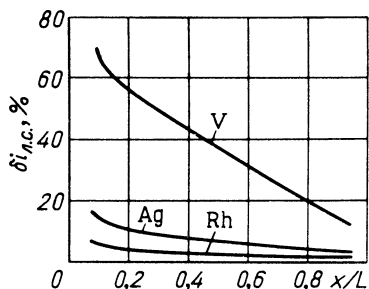


Рис. 2.6. Зависимость $\delta i_{л.с.}$ от глубины погружения детектора в активную зону реактора ВВЭР-440.

Из (2.19) следует, что для уменьшения погрешности, определяемой током линии связи, следует увеличивать чувствительность детектора и уменьшать токовую чувствительность линии связи. Увеличение чувствительности детектора достигается выбором материала эмиттера, его диаметра и длины.

Диаметр эмиттера ограничен необходимостью иметь в большинстве случаев практического применения детекторы диаметром 1,5–2 мм. Что касается длины чувствительной части детектора, то она должна быть существенно меньше измеряемой структуры нейтронного поля.

Чувствительность линии связи к нейтронам, γ -квантам и электронам можно снизить, уменьшая ее диаметр.

Плотность потока электронов определяется при прочих равных условиях и материалом канала, в котором расположена линия связи. Поэтому такие каналы следует изготавливать из материалов, слабо эмитирующих под влиянием реакторного излучения электроны. В ряде случаев предусматривается специальная защита детекторов и линии связи от электронов.

Распределение величины $\delta i_{л.с.}$ для эмиттеров из Rh, Ag, V диаметром 1,0 мм при длине чувствительной части, равной 0,1 высоты активной зоны, и использовании в качестве линии связи одной жилы кабеля с магнетиальной изоляцией наружным диаметром 1,5 мм приведено на рис. 2.6, из которого следует, что относительная погрешность, вносимая током линии связи при $x/L = 0,10$, составляет для родиевого ДПЗ 6%, для серебряного — 14%, а для ванадиевого ДПЗ ~ 67%. Следовательно, для измерения распределения плотности потока нейтронов по высоте активной зоны оптимален ДПЗ с эмиттером из Rh.

§ 2.5. Линейность ДПЗ

Линейность ДПЗ — одна из наиболее существенных эксплуатационных характеристик. В ряде случаев отсутствие линейности ограничивает применение детекторов для решения ряда задач.

Не рассматривая в данном разделе изменение чувствительности детекторов вследствие выгорания, можно считать, что верхний предел линейности ДПЗ ограничен условиями (1.27), (1.37). Известные ограничения пределов линейности определяются также возможностью образования долгоживущих β - и γ -активных нуклидов, дающих вклад в комптоновскую и активационную составляющие токов ДПЗ. Значение этих токов, естественно, зависит от плотности потока нейтронов в момент измерения и от истории работы детектора.

Общий ток ДПЗ в этом случае определяется по формуле

$$i = \varphi \eta + i_d, \quad (2.20)$$

где i_d — ток, генерируемый долгоживущими продуктами ядерной реакции. Из формулы (2.20) следует, что изменение чувствительности, вызван-

ной наличием долгоживущих нуклидов, уменьшается с увеличением плотности потока нейтронов и, следовательно, этот фактор ограничивает в основном нижний предел линейности детектора. Относительная погрешность измерения плотности потока нейтронов в том случае, когда не учтен вклад долгоживущих нуклидов в ток детектора,

$$\varphi_d / \varphi = i_d / (\eta \varphi + i_d). \quad (2.21)$$

Очевидно, что корректность измерений обеспечивается при выполнении условия

$$i_d \ll \eta \varphi. \quad (2.22)$$

Погрешность, определяемая наличием долгоживущих нуклидов, систематическая, и ее можно учесть с помощью соответствующих поправок. В этом случае условие корректности измерения имеет вид:

$$\Delta i_d \ll \eta \varphi, \quad (2.23)$$

где Δi_d — абсолютная погрешность определения вклада тока от долгоживущих нуклидов. Величину i_d можно определить расчетным путем или экспериментально.

Пространственный заряд в диэлектрике при разумной толщине последнего также не скажется на линейности ДПЗ в стационарном режиме, за исключением случая изменения температуры детектора. Вопрос о линейности ДПЗ в нестационарном режиме рассмотрен отдельно.

Наличие токов детектора, не связанных с его нейтронной чувствительностью (фоновых токов), практически ограничивает нижний предел линейности ДПЗ. Очевидно, что измерения будут корректными в том случае, если основной ток детектора намного превышает фоновые или при наличии устройств, измеряющих и компенсирующих фоновый сигнал. К фоновым относятся: токи, определяемые чувствительностью ДПЗ к γ -квантам и электронам реактора, токи линии связи, токи утечки по изоляции и возможные термотоки. Рассмотрим влияние этих факторов на линейность.

Ток утечки по изоляции i_{yt} зависит от соотношения сопротивлений измерительного прибора (включая сопротивление линии связи) $R_{пр}$ и изолятора детектора $R_{из}$:

$$i_{yt} = i_{пр} R_{пр} / R_{из}, \quad (2.24)$$

где $i_{пр}$ — ток, измеренный прибором.

Вообще говоря, можно ввести поправку на ток утечки, однако это усложняет измерения. Поэтому желательно соблюдение условия

$$R_{из} \gg R_{пр}. \quad (2.25)$$

Тогда

$$i_{yt} \ll i_{пр}. \quad (2.26)$$

Следует отметить, что именно наличие токов утечки часто приводит к ограничению рабочей температуры детектора, так как обеспечить неравенство (2.25) при высокой температуре практически невозможно. Влияние термотоков на работу ДПЗ было рассмотрено в § 2.1.

Условие независимости показаний ДПЗ от температуры определяет формулой (2.26). Очевидно, что с уменьшением тока ДПЗ (плотности потока нейтронов) относительный вклад возможных термотоков в по-

казания детектора возрастает, ограничивая нижний предел (рабочего диапазона) линейности ДПЗ. Линейность ДПЗ может нарушаться также вследствие токов смещения, возникающих при изменении температуры детектора. Время действия этих токов ограничено временем установления нового режима и определяется временем релаксации τ .

Чувствительность ДПЗ к γ -квантам реактора существенно ограничивает нижний предел линейности. В случае подъема мощности при первом пуске реактора нижний предел линейности определяется чувствительностью измерительного прибора, поскольку γ -фон отсутствует. Ток, генерируемый мгновенными γ -квантами деления, пропорционален плотности потока нейтронов, при правильно выбранном материале эмиттера он невелик и не оказывает существенного влияния на результаты измерений. Когда измерения проводят в реакторе, в котором имеется значительный γ -фон, определяемый продуктами деления, ток ДПЗ, им определяемый,

$$i_{\gamma} = \eta_{\gamma} \varphi_{\gamma}, \quad (2.27)$$

где η_{γ} — чувствительность ДПЗ к γ -квантам; φ_{γ} — плотность потока γ -квантов продуктов распада.

Погрешность (отклонение от линейности), обусловленная γ -квантами продуктов деления,

$$\delta i_{\gamma} = \eta_{\gamma} \varphi_{\gamma} / (\eta \varphi + \eta_{\gamma} \varphi_{\gamma}). \quad (2.28)$$

Нижний предел линейности ДПЗ определяется по формуле

$$\varphi_{\min} = \frac{\eta_{\gamma} \varphi_{\gamma}}{\eta} \left[\frac{1}{(\delta i_{\gamma})_{\max}} - 1 \right], \quad (2.29)$$

где $(\delta i_{\gamma})_{\max}$ — максимально допустимое отклонение тока от линейной зависимости. Из формулы (2.29) следует, что нижний предел линейности уменьшается при увеличении δi_{γ} , η и уменьшении γ -чувствительности детектора.

Плотность потока γ -квантов продуктов деления является функцией "истории" реактора. Однако, поскольку скорость изменения мощности реактора невелика, γ -фон, оказывающий влияние на линейность детектора, определяется только распадом долгоживущих продуктов деления.

$\varphi_{\min} / \varphi_{\max}$	Поправка на ток ли- нии связи	Эмиттер		
		V	Co	Rh
$\left(\frac{\varphi_{\min}}{\varphi_{\max}} \right)_{\gamma}$	—	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-4}$
$\left(\frac{\varphi_{\min}}{\varphi_{\max}} \right)_{\text{л.с}}$	Есть	0,011	0,03	0,0008
при $h/L = 0,8$	Нет	0,056	0,16	0,004
$\left(\frac{\varphi_{\min}}{\varphi_{\max}} \right)_{\text{л.с}}$	Есть	0,0074	0,02	0,0004
при $h/L = 0,5$	Нет	0,037	0,1	0,002

Отсюда можно записать:

$$\varphi_{\min} \approx 0,1 \frac{\eta_{\gamma} \varphi_{\gamma}}{\eta} \left[\frac{1}{(\delta i_{\gamma})_{\max}} - 1 \right]. \quad (2.30)$$

Отношение $(\varphi_{\min}/\varphi_{\max})_{\gamma}$ в реакторе типа ВВЭР-440 для различных материалов эмиттеров приведено в табл. 2.1 для $(\delta i_{\gamma})_{\max} = 0,5$. Из данных таблицы следует, что пределы линейности в этом случае ограничены четырьмя порядками для ДПЗ с эмиттером из Rh и тремя — для детектора с эмиттером из Co. Предел линейности нейтронной чувствительности ДПЗ с эмиттером из Pt меньше одного порядка, и поэтому правильнее было бы считать его гамма-ДПЗ.

Некоторого уменьшения нижнего предела линейности можно достичь созданием устройств, измеряющих и компенсирующих фоновый сигнал. Однако опыт показывает, что достижение достаточно полной компенсации затруднено, поскольку компенсирующий элемент, представляющий собой гамма-ДПЗ, имеет нейтронную составляющую чувствительности. Кроме того, компенсация усложняет детектор, увеличивая его размеры, число кабельных трасс, что в большинстве случаев недопустимо.

Токи линии связи также существенно ограничивают нижний предел линейности ДПЗ.

Следует учесть, что линия связи и чувствительная часть детектора находятся в разных местах активной зоны реактора, что приводит к отсутствию однозначной зависимости между током, генерируемым элементом и линией связи. Считая, что только 10% тока линии связи непропорционально току детектора, получаем нижний предел линейности ДПЗ, определяемый токами линии связи:

$$\varphi_{\min}^{\text{л.с.}} \approx 0,1 \frac{i_{\text{л.с.}}}{\eta} \left[\frac{1}{(\delta i_{\text{л.с.}})_{\max}} - 1 \right]. \quad (2.31)$$

Значения $(\varphi_{\min}/\varphi_{\max})_{\text{л.с.}}$ для различных типов детекторов даны в табл. 2.1 при $(\delta i_{\text{л.с.}})_{\max} = 0,5$ для случая введения поправки на ток линии связи и отсутствия ее. Погрешность введения поправки на ток линии связи была принята равной $\pm 20\%$.

Таблица 2.1

диаметром 1 мм из				
Ag	Cd	Er	Hf	Pt
$1,2 \cdot 10^{-3}$	$4,7 \cdot 10^{-3}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	0,6
0,002	0,007	0,01	0,02	0,02
0,01	0,035	0,05	0,11	0,1
0,0012	0,005	0,0065	0,015	0,135
0,006	0,025	0,032	0,074	0,68

Материал эмиттера*	Нейтронная чувствительность, $10^{-20} \text{ А} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с/нейтр.}$			
	η_T	η_{HT}	η_a	η_K
V	1,8	0,7	1,8	0,09
Co	0,75	2,1	—	0,75
Rh	27	80	25	2
Ag	11,2	50	10	1,2
Cd	3,2	—	—	3,2
Er	2,4	—	—	2,4
Hf	1	—	—	1
Pt	0,11	0,7	0,02	0,09

* Диаметр эмиттера 1 мм, длина 1 м.

При анализе нижнего предела линейности ДПЗ следует рассматривать совместное влияние всех факторов: токов долгоживущих нуклидов, токов линии связи, гамма-чувствительности ДПЗ.

Зависимость $\varphi_{\min}/\varphi_{\max}$ для различных материалов эмиттеров приведена в табл. 2.2 для отклонения от линейности $(\delta i)_{\max} = 0,5$ при расположении детекторов в центре активной зоны и введении поправки на ток линии связи. Из таблицы следует, что линейность ДПЗ с эмиттером из Rh составляет три порядка, линейность ДПЗ с эмиттером из Co в 28 раз хуже.

§ 2.6. Погрешности измерения при работе ДПЗ в переменном режиме

Использование ДПЗ для измерений нестационарных полей нейтронов осложнено: 1) факторами, связанными с особенностью основного токообразующего процесса в детекторе при нестационарном режиме (токи смещения); 2) влиянием фоновых сигналов, таких как γ -фон, накоплением долгоживущих нуклидов, вкладом термотокров, токов линии связи и т.д.

В общем случае измеряемый ток детектора

$$i_{\text{пр}} = i + i_c + i_\gamma + i_d + i_{\text{л.с}} + \dots, \quad (2.32)$$

где i — ток ДПЗ, обусловленный нейтронами; i_c — ток смещения; i_γ — ток, генерируемый γ -квантами в чувствительной части детектора; i_d — ток, генерируемый долгоживущими продуктами ядерной реакции; $i_{\text{л.с}}$ — ток линии связи.

Одновременное исследование влияния всех перечисленных факторов на точность измерения плотности потока нейтронов практически невозможно. Поэтому рассмотрим сначала влияние на результаты измерения токов смещения как фактора, непосредственно связанного с механизмом токообразования в детекторе.

Влияние токов смещения на работу активационных ДПЗ в нестационарном режиме. Подставляя в основное уравнение активационного ДПЗ $i_{\text{пр}} = i - i_c$, где $i_{\text{пр}}$ — измеряемый прибором ток, имеем:

Таблица 2.2

Чувствительность к γ -квантам, $10^{-10} \frac{\text{А} \cdot \text{кг}}{\text{Вт}}$	Выгорание, $10^{20} \frac{\% \cdot \text{см}^2}{\text{нейтр.}}$	$\frac{\eta_\gamma}{\eta_T}$, отн. ед.	$\frac{\eta_\gamma}{\eta_K}$, отн. ед.	$\frac{\varphi_{\min}}{\varphi_{\max}}$, 10^{-3}
-0,94	0,06	11	28	12
-0,58	0,4	18	2	25
1,15	1	1	1,4	0,9
1,26	0,6	2,6	2,7	2,4
1,26	3	9	1	10
2,08	1,1	20	2,2	12
2,02	0,5	43	4,6	27
5,4	0,6	1150	1150	730

$$i + \frac{1}{\lambda} \frac{di}{dt} - i_c - \frac{1}{\lambda} \frac{di_c}{dt} = \eta \varphi + \frac{\eta_K}{\lambda} \frac{d\varphi}{dt}. \quad (2.33)$$

Из уравнений (1.6), (1.9) для $\tau = \text{const}$ получаем:

$$i_c + \frac{1}{\lambda} \frac{di_c}{dt} = -\frac{\delta}{2} \frac{\lambda \tau - 1}{\lambda \tau} \left\{ \left[q_0 - \frac{n_0}{\tau} - \frac{1}{\tau} \int_0^t q \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dt \right] \times \right. \\ \left. \times \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + q \right\} - \frac{\delta}{2\lambda} \frac{dq}{dt}, \quad (2.34)$$

где q_0 , n_0 — стационарные значения q и n при $t = 0$.

Из анализа (2.33) и (2.34) следует, что эти уравнения включают не только ток ДПЗ и плотность потока нейтронов, но и переменные, зависящие от условий работы детектора (сопротивление изоляции, ее диэлектрическую проницаемость, которые зависят от температуры изолятора, тока детектора и времени после изменения режима его работ). Однозначной связи между этими переменными, значениями тока ДПЗ и плотности потока нейтронов нет, поэтому непосредственное решение уравнения (2.33) с использованием ЭВМ в общем случае затруднено.

Оценим погрешность, которая получается при использовании алгоритма или аналоговой схемы без учета тока смещения. При оценке будем считать, что коэффициент линейного ослабления в материале изолятора одинаков для β -частиц, комптоновских и фотоэлектронов.

Абсолютное значение погрешности измерения плотности потока нейтронов φ_c при наличии токов смещения определяется уравнением

$$i_c + \frac{1}{\lambda} \frac{di_c}{dt} = \eta \varphi_c + \frac{\eta_K}{\lambda} \frac{d\varphi_c}{dt}. \quad (2.35)$$

Решая (2.35) относительно φ_c , имеем:

$$\varphi_c = \exp\left(-\lambda \frac{\eta}{\eta_K} t\right) \left[c + \frac{\lambda}{\eta_K} \int \left(i_c + \frac{1}{\lambda} \frac{di_c}{dt} \right) \exp\left(\lambda \frac{\eta}{\eta_K} t\right) dt \right]. \quad (2.36)$$

При работе детектора в стационарном режиме $i_c + \frac{1}{\lambda} \frac{di_c}{dt} = 0$ и $\varphi_c = 0$.

Отсюда $c = 0$. Тогда

$$\varphi_c = \frac{\lambda}{\eta_k} \exp\left(-\lambda \frac{\eta}{\eta_k} t\right) \int \left(i_c + \frac{1}{\lambda} \frac{di_c}{dt}\right) \exp\left(\lambda \frac{\eta}{\eta_k} t\right) dt. \quad (2.37)$$

Для активационного ДПЗ при ступенчатом (скачкообразном) возрастании плотности потоков нейтронов для случая $\varphi \gg \varphi_0$ имеем:

$$q = \mu\varphi[\eta - \eta_{\text{акт}} \exp(-\lambda t)]; \quad q_0 = \mu\varphi\eta_k; \quad n_0 = \eta\varphi_0\mu\tau_0, \quad (2.38)$$

где μ — коэффициент линейного ослабления электронов в материале изолятора; φ_0, τ_0 — плотность потока нейтронов и время релаксации до скачка.

Относительная погрешность измерения плотности потока нейтронов

$$\frac{\varphi_c}{\varphi} = -\frac{\delta\mu}{2} \frac{\eta_k/\eta(\lambda\tau - 1)}{\lambda\tau - \eta_k/\eta} \left(1 - \frac{\eta\varphi_0\tau_0}{\eta_k\varphi\tau}\right) \exp(-t/\tau). \quad (2.39)$$

Из уравнения (2.39) следует, что относительная погрешность измерения плотности потока нейтронов, вызванная токами смещения, возрастает по абсолютному значению с увеличением толщины диэлектрика, коэффициента линейного ослабления β -частиц в диэлектрике, вклада мгновенной составляющей в чувствительность ДПЗ и уменьшением величины $\tau_0\varphi_0/\tau\varphi$, характеризующей изменение состояния детектора, приводящее к возникновению токов смещения.

При уменьшении плотности потока нейтронов от φ_0 до нуля

$$q = \mu\varphi_0\eta_{\text{акт}} \exp(-\lambda t); \quad q_0 = \mu\varphi_0\eta_{\text{акт}}; \quad n_0 = \eta\varphi_0\mu\tau_0. \quad (2.38a)$$

Отсюда

$$\frac{\varphi_c}{\varphi_0} = \frac{\delta\mu}{2} \frac{\lambda\tau - 1}{\lambda\tau - \eta_k/\eta} \left(\frac{\tau_0}{\tau} - \frac{\eta_{\text{акт}}}{\eta}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (2.39a)$$

т.е. при скачкообразном уменьшении плотности потока нейтронов погрешность, вызванная токами смещения, возрастает с увеличением величин $\delta, \mu, \eta_k/\eta$.

Влияние токов смещения на работу комптоновского ДПЗ в нестационарном режиме. Абсолютная погрешность определения плотности потока нейтронов комптоновскими ДПЗ, вызванная токами смещения,

$$\varphi_c = i_c/\eta_k, \quad (2.40)$$

а относительная погрешность определяется по формуле

$$\frac{\varphi_c}{\varphi} = -\frac{\delta}{2\eta_k\varphi} \left(q - \frac{n_0}{\tau} - \frac{\int q \exp(t/\tau) dt}{\tau} + q\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (2.41)$$

Для комптоновского ДПЗ при возрастании плотности потока нейтронов

$$q = \eta_k\varphi\mu; \quad q_0 = q; \quad n_0 = \eta_k\varphi_0\mu\tau_0. \quad (2.42)$$

Из уравнений (2.41) и (2.42) имеем:

$$\frac{\varphi_c}{\varphi} = -\frac{\delta\mu}{2} \left(1 - \frac{\tau_0\varphi_0}{\tau\varphi}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (2.43)$$

т.е. погрешность измерения, обусловленная токами смещения, для комптоновского ДПЗ возрастает с увеличением толщины изоляции, коэффициента μ и уменьшением величины $\tau_0 \varphi_0 / \tau \varphi$. Максимальное значение φ_c / φ соответствует значению $t = 0$. При уменьшении плотности потока нейтронов

$$q = q_0 = 0; \quad n_0 = \eta_K \varphi_0 \mu \tau_0. \quad (2.42a)$$

Тогда

$$\frac{\varphi_c}{\varphi_0} = \frac{\delta \mu}{2} \frac{\tau_0}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (2.43a)$$

Формулы (2.43) и (2.43a) можно также получить из формул (2.39) и (2.39a), положив $\eta = \eta_K$. Из формулы (2.43a) следует, что погрешность φ_c / φ возрастает с увеличением толщины изоляции, коэффициента μ и τ_0 / τ и достигает максимального значения при $t \rightarrow 0$.

Представляет интерес провести сравнительный анализ погрешностей, определяемых токами смещения для активационного и комптоновского ДПЗ. Рассмотрим момент времени $t = 0$. Для случая скачкообразного возрастания плотности потока нейтронов при $\varphi_0 = 0$ имеем:

$$\frac{(\varphi_c / \varphi)_{\text{акт}}}{(\varphi_c / \varphi)_K} = \left(\frac{\eta_K}{\eta} \right)_{\text{акт}} \frac{\lambda \tau - 1}{\lambda \tau - (\eta_K / \eta)_{\text{акт}}}. \quad (2.44)$$

Для случая уменьшения плотности потока нейтронов до 0 получаем:

$$\frac{(\varphi_c / \varphi)_{\text{акт}}}{(\varphi_c / \varphi)_K} = \left(1 - \frac{\tau \eta_{\text{акт}}}{\tau_0 \eta} \right) \frac{\lambda \tau - 1}{\lambda \tau - (\eta_K / \eta)_{\text{акт}}}. \quad (2.45)$$

Поскольку $(\eta_K / \eta)_{\text{акт}} \ll 1$, использование активационных ДПЗ с корректором инерционности предпочтительнее.

Влияние фоновых сигналов на работу ДПЗ в переменном режиме. Основная особенность, определяющая воздействие фоновых сигналов на работу ДПЗ в переменном режиме, — отсутствие однозначной связи между фоновым сигналом и показаниями (током) детектора.

Действительно, ток линии связи зависит от интенсивности полей излучения в месте ее расположения, а не от плотности потоков нейтронов в области чувствительного элемента детектора; скорость изменения γ -фона реактора в переменном режиме его работы отличается от скорости изменения плотности потока нейтронов; температура детектора неоднозначно связана с плотностью потока нейтронов и т.д. При прочих равных условиях влияние этих факторов уменьшается с увеличением чувствительности детектора. Конструкция ДПЗ и их размещение в активной зоне реактора должны обеспечивать максимальное отношение сигнал/фон. В дальнейшем рассмотрении не учитывается влияние термотокров, поскольку при правильной конструкции и эксплуатации ДПЗ они должны быть ничтожно малы.

Токи линии связи определяются мощностью дозы γ -квантов и плотностью потока нейтронов в реакторе. В работе [4] показано, что вклад активационной составляющей нейтронной чувствительности в ток линии связи не превышает 10% и поэтому, для простоты анализа, из дальнейшего рассмотрения ее также исключаем.

В случае ступенчатого возрастания плотности потока нейтронов от нуля до φ погрешность, определяемая током линии связи, при исполь-

зовании активационного ДПЗ с корректирующим устройством имеет максимальное значение при $t \rightarrow 0$ и равна

$$\varphi_{\text{л.с}}^{\text{акт}} = \left(\frac{1}{\eta_{\text{акт}}} + \frac{1}{\eta_{\text{к}}^{\text{акт}}} \right) (\eta_{\text{л.с}}^{\gamma} P_{\gamma\text{м}} + \eta_{\text{л.с}}^{\text{к}} \varphi), \quad (2.46)$$

где $\eta_{\text{акт}}^{\text{акт}}$, $\eta_{\text{к}}^{\text{акт}}$ — нейтронная чувствительность активационного ДПЗ и ее комптоновская составляющая; $\eta_{\text{л.с}}^{\text{к}}$ — комптоновская составляющая нейтронной чувствительной линии связи.

Для случая комптоновского ДПЗ погрешность возрастает с увеличением времени и равна:

$$\varphi_{\text{л.с}}^{\text{к}} = [\eta_{\text{л.с}}^{\gamma} (P_{\gamma\text{м}} + P_{\gamma}) + \eta_{\text{л.с}} \varphi] / \eta_{\text{к}}, \quad (2.47)$$

где $\eta_{\text{л.с}}$ — нейтронная чувствительность линии связи; $\eta_{\text{к}}$ — нейтронная чувствительность комптоновского ДПЗ.

При уменьшении плотности потока нейтронов от φ до нуля максимальная погрешность имеет место при $t \rightarrow 0$ и соответственно равна:

$$\begin{aligned} \varphi_{\text{л.с}}^{\text{акт}} = & \left(\frac{1}{\eta_{\text{акт}}} - \frac{1}{\eta_{\text{к}}^{\text{акт}}} \right) \eta_{\text{л.с}} \varphi + \left(\frac{1}{\eta_{\text{акт}}} + \frac{1}{\eta_{\text{к}}^{\text{акт}}} \right) \times \\ & \times \eta_{\text{л.с}}^{\gamma} P_{\gamma\text{м}} + \eta_{\text{л.с}}^{\gamma} P_{\gamma} / \eta_{\text{к}}, \end{aligned} \quad (2.48)$$

$$\varphi_{\text{л.с}}^{\text{к}} = \eta_{\text{л.с}}^{\gamma} P_{\gamma} / \eta_{\text{к}} + \eta_{\text{л.с}} \varphi / \eta_{\text{к}}. \quad (2.49)$$

В выражениях (2.46) — (2.48) значения φ , P_{γ} , $P_{\gamma\text{м}}$ приняты средними на длине линии связи. Из анализа этих формул следует, что погрешность, определяемая токами линии связи, уменьшается с увеличением чувствительности комптоновского ДПЗ и комптоновской составляющей чувствительности активационного ДПЗ.

Влияние токов, определяемых гамма-чувствительностью ДПЗ, на погрешность измерения плотности потоков нейтронов в переменном режиме зависит от соотношения чувствительностей ДПЗ к γ -квантам и нейтронам.

При скачкообразном возрастании плотности потока нейтронов максимальная погрешность для активационного ДПЗ имеет место при $t \rightarrow 0$ и равна:

$$\varphi_{\gamma}^{\text{акт}} = (1/\eta_{\text{акт}} + 1/\eta_{\text{к}}^{\text{акт}}) \eta_{\gamma}^{\text{акт}} P_{\gamma\text{м}}, \quad (2.50)$$

а для комптоновского ДПЗ — при $t \rightarrow \infty$,

$$\varphi^{\text{к}} = (P_{\gamma} + P_{\gamma\text{м}}) \eta_{\gamma}^{\text{к}} / \eta_{\text{к}}. \quad (2.51)$$

При ступенчатом уменьшении плотности потока нейтронов

$$\varphi_{\gamma}^{\text{акт}} = (1/\eta_{\text{акт}} - 1/\eta_{\text{к}}^{\text{акт}}) \eta_{\gamma}^{\text{акт}} P_{\gamma\text{м}} + P_{\gamma} \eta_{\gamma}^{\text{акт}} / \eta_{\text{к}}^{\text{акт}};$$

$$\varphi_{\gamma}^{\text{к}} = P_{\gamma} \eta_{\gamma}^{\text{к}} / \eta_{\text{к}}. \quad (2.52)$$

Здесь $\eta_{\gamma}^{\text{акт}}$, $\eta_{\gamma}^{\text{к}}$ — гамма-чувствительность активационного и комптоновского ДПЗ соответственно.

§ 2.7. Влияние электромагнитных помех на работу ДПЗ

Пусть на входе измерительного прибора под влиянием электромагнитных помех генерируется ток

$$i_n = i_n^0 \sin 2\pi n t, \quad (2.53)$$

где n — частота генерируемого тока помехи; i_n^0 — его амплитуда. Тогда погрешность измерения плотности потока нейтронов активационным ДПЗ с корректором инерционности при $t \rightarrow \infty$ равна:

$$\frac{\varphi_n}{\varphi} = \frac{i_n^0 \eta_K}{\varphi (\lambda^2 \eta^2 + 4\pi^2 n^2 \eta_K^2)} \left[\left(\lambda^2 \frac{\eta}{\eta_K} + 4\pi^2 n^2 \right) \sin 2\pi n t - 2\pi n \lambda \left(1 - \frac{\eta}{\eta_K} \right) \cos 2\pi n t \right]. \quad (2.54)$$

Из (2.54) следует, что относительная погрешность, определяемая электромагнитными помехами, уменьшается с увеличением измеряемой плотности потока нейтронов, чувствительности ДПЗ и ее комптоновской составляющей.

При увеличении частоты генерируемого тока помехи погрешность возрастает, достигая максимума при $n \rightarrow \infty$:

$$\left(\frac{\varphi_n}{\varphi} \right)_{\max} = \frac{i_n^0}{\varphi \eta_K^{\text{акт}}} \sin 2\pi n t. \quad (2.55)$$

Для комптоновского ДПЗ

$$\frac{\varphi_n}{\varphi} = \frac{i_n^0}{\eta_K \varphi} \sin 2\pi n t. \quad (2.56)$$

Отношение максимальной погрешности активационного ДПЗ к погрешности комптоновского ДПЗ

$$\frac{(\varphi_n/\varphi)_{\text{акт}}}{(\varphi_n/\varphi)_K} = \frac{\eta_K}{\eta_K^{\text{акт}}}, \quad (2.57)$$

где $(\varphi_n/\varphi)_{\text{акт}}$ — относительная погрешность от электромагнитных помех в определении плотности потока нейтронов системой активационной ДПЗ — корректор инерционности; $(\varphi_n/\varphi)_K$ — то же для комптоновского ДПЗ (без корректора), $\eta_K^{\text{акт}}$ — комптоновская составляющая чувствительности активационного ДПЗ.

Как видно из формулы (2.57), результирующая погрешность меньше у той системы измерения плотности потока нейтронов, у которой комптоновская составляющая больше по абсолютному значению.

Список литературы

1. Westcott C.H., Walker W.H., Alexander I.K. Effective Cross Sections and Cadmium Ratios for the Neutron Spectra of Thermal Reactors. — In: Proceedings of the Second United Nations International Conference of the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958. V. 16, United Nations, 1959, p. 70.

2. Ломакин С.С., Петров В.И., Самойлов П.С. Радиометрия нейтронов активационным методом. М.: Атомиздат, 1975.

3. Васильев Р.Д. Основы метрологии нейтронного излучения. — М.: Атомиздат, 1972.

4. Исследование тока, возникающего в кабелях с минеральной изоляцией при облучении в реакторе/ А.А. Кононович, М.Г. Мительман, Н.Д. Розенблюм и др. — В сб.: Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Под ред. Р.Д. Васильева. Т. 1. М., 1974, с. 71.

Глава 3

КОНСТРУКЦИЯ НЕЙТРОННЫХ ДПЗ

Конструкция ДПЗ должна обеспечивать получение их оптимальных метрологических и эксплуатационных характеристик. Задача, поставленная при измерении, определяет необходимые характеристики детекторов. Практически всегда желательно совмещение ряда функций в одной системе, например контроль за распределением плотности потока нейтронов по высоте активной зоны и ее радиусу, автоматическое регулирование мощности реактора и т.д., что также накладывает определенные ограничения на конструкцию ДПЗ, используемую в данном конкретном случае.

Малые размеры, высокая, технологически достижимая идентичность, практически неограниченный верхний предел измерения, линейность характеристик, малое выгорание, незначительное влияние γ -фона реактора, большой ресурс работы, высокая рабочая температура, простота конструкции и эксплуатации позволяют использовать ДПЗ в системах внутриреакторного контроля (ВРК) и автоматического регулирования (АР).

Применяемые в системах измерения ДПЗ должны быть идентичными, что обеспечивает их взаимозаменяемость.

При контроле за распределением плотности потока нейтронов по высоте активной зоны весьма существен учет влияния токов линии связи. Для уменьшения влияния токов линии связи и γ -фона реактора на работу ДПЗ необходимо обеспечить максимальную нейтронную чувствительность детектора.

В ряде случаев существенными могут оказаться вопросы, связанные с изменением чувствительности детекторов при выгорании, их спектральная чувствительность, связь показаний детектора с энерговыделением и изменение его чувствительности как датчика энерговыделения в процессе эксплуатации.

Измерения, проводимые в нестационарном режиме работы реактора, а также работы детекторов в системе АР или на импульсных реакторах требуют минимальной инерционности системы детектор — измерительный прибор и ее защиты от помех. Однако в системах измерений, работающих в режиме "советчик оператора", инерционность детекторов не столь существенна. Иногда определяющими конструкцией детектора факторами могут быть его размеры, рабочая температура, условия окружающей среды и т.д.

При рассмотрении конструкций ДПЗ остановимся сначала на выборе материала эмиттера. Сравнительные характеристики детекторов с эмиттерами из различных материалов приведены в табл. 2.2. Для удобства анализа все данные приведены для ДПЗ с диаметром эмиттера 1 мм. Рассматриваемые детекторы можно разделить на две группы — активационные и комптоновские. Особое положение занимает ДПЗ с эмиттером из Рт, кото-

рый в условиях внутриреакторных измерений является по существу гамма-ДПЗ с существенным вкладом как активационной, так и комптоновской составляющей тока. Все это не позволяет считать его нейтронным ДПЗ. В то же время использование его в качестве гамма-ДПЗ при измерениях на реакторах ограничено его нейтронной чувствительностью. В обоих случаях интерпретация показаний ДПЗ с эмиттером из Pt затруднена.

При сравнительном анализе ДПЗ, имеющих одинаковый механизм токообразования (комптоновекие или активационные детекторы), следует иметь в виду, что выгорание ДПЗ пропорционально его чувствительности. Для нейтронных ДПЗ разных типов выгорание пропорционально комптоновской составляющей чувствительности детектора. Из анализа данных, приведенных в табл. 2.2, следует, что при одинаковом выгорании чувствительность активационных ДПЗ к тепловым нейтронам примерно в 10 раз выше, чем у комптоновеких. Отсюда следует, что применение активационных ДПЗ в системах ВРК предпочтительнее.

В случае необходимости обеспечить минимальное выгорание ДПЗ следует использовать детекторы с эмиттером из V. Важное достоинство такого ДПЗ состоит в том, что зависимость его чувствительности от энергии нейтронов подчиняется закону $1/\sqrt{E}$ и в паре с родиевым детектором его можно применять для определения спектральных характеристик потока нейтронов.

Использование ДПЗ из V возможно только для измерения распределения плотности потока нейтронов по радиусу активной зоны. В этом случае делая длину чувствительной части ДПЗ равной высоте активной зоны реактора, избегают влияния токов линии связи на результаты измерения. В то же время малая чувствительность, относительно большой вклад γ -фона в показания ванадиевого ДПЗ, а также большой период полураспада ^{51}V ограничивают его применение в случаях измерения спектральных характеристик и обеспечения минимального выгорания.

Активационный ДПЗ с эмиттером из Bh обладает максимальной чувствительностью к нейтронам. Вклад в его показания γ -фона реактора минимален по сравнению с другими детекторами, что обеспечивает этому типу ДПЗ наибольший диапазон линейности. Все это позволяет рекомендовать ДПЗ с эмиттером из Bh для измерения распределения плотности потока нейтронов как по высоте, так и по радиусу активной зоны.

Измерить распределение плотности потока нейтронов по высоте активной зоны с помощью любого другого типа детектора при ограниченных размерах последнего затруднительно, ввиду малой его чувствительности. Относительно высокое выгорание Bh, как правило, не осложняет использования ДПЗ в качестве детектора энерговыделения, поскольку в процессе выгорания топлива для поддержания постоянной мощности необходимо увеличивать плотность потока нейтронов. Таким образом, выгорание детектора компенсируется выгоранием топлива. Кроме того, не вызывает затруднений введение поправки на выгорание.

ДПЗ с серебряным эмиттером имеют чувствительность в 2—3 раза меньшую, чем с родиевым, в них большее влияние на показания оказывает γ -фон. По своим характеристикам ДПЗ с серебряным эмиттером уступает ДПЗ с родиевым эмиттером.

Наконец, поскольку комптоновская составляющая чувствительности ДПЗ с эмиттером из Bh мало отличается от чувствительности комптоновских ДПЗ, последние не обладают лучшей устойчивостью от электромагнитных помех.

Из данных табл. 2.2 следует, что максимальную нейтронную чувствительность среди комптоновских ДПЗ имеет детектор с эмиттером из Cd. Однако в качестве детектора систем ВРК он практически не применяется ввиду большого выгорания ДПЗ и значительного возмущения нейтронного поля реактора при помещении в него сильно поглощающего нейтроны элемента (Cd). Значительная отрицательная реактивность, вносимая таким ДПЗ, затрудняет эксплуатацию реактора.

Наибольшее распространение среди комптоновских ДПЗ для ВРК получили детекторы с эмиттером из Co, имеющие достаточно высокую чувствительность при относительно малом влиянии γ -квантов реактора на его показания. В то же время при использовании в системах ВРК предпочтение следует отдать активационным детекторам, которые превосходят ДПЗ с эмиттером из Co по чувствительности и по отношению гамма-чувствительности к нейтронной.

Казалось бы, что основное достоинство комптоновских ДПЗ — безинерционность по основному токообразующему процессу — должно обеспечить их преимущественное использование при измерениях в нестационарных режимах работы реактора, а также в системах АР. Однако анализ погрешностей измерения плотности потока нейтронов в переменном режиме показывает, что и в этом случае активационные ДПЗ с эмиттером из Rh, при наличии корректора инерционности, обладают существенными преимуществами перед комптоновскими ДПЗ, поскольку наличие активационной составляющей уменьшает влияние токов смещения, а также токов линии связи, определяемых γ -квантами продуктов распада. Аналогичный эффект наблюдается и для токов, генерируемых в чувствительной части детектора за счет γ -излучения продуктов распада. Устойчивость ДПЗ к электромагнитным помехам определяется комптоновской составляющей чувствительности и для родиевого ДПЗ не хуже, чем для комптоновских детекторов, применяемых в настоящее время. Таким образом, при использовании в системах ВРК и при измерениях в нестационарных режимах и в системах АР ДПЗ с эмиттером из Rh наиболее оптимален. В случае создания совмещенных систем ВРК по высоте и радиусу активной зоны и АР реактора конкурентоспособность этого типа детектора неоспорима. ДПЗ с эмиттером из Rh оптимален также и для измерения нейтронных шумов в реакторе [1].

Основные требования, предъявляемые к материалу коллектора, перечислены в гл. 1.

Для защиты ДПЗ от окружающей среды и для исключения влияния на его работу заряженных частиц, возникающих вне детектора, желательно увеличить толщину коллектора до 1 мм. При этом, однако, значительно возрастает диаметр чувствительной части детектора, что в большинстве случаев недопустимо. Не ухудшая метрологических характеристик ДПЗ, можно уменьшить толщину коллектора. Эта возможность определяется тем, что при измерениях в ядерных реакторах ДПЗ обычно помещают в сухие каналы, оболочка которых защищает их от непосредственного воздействия топлива и теплоносителя. Поскольку, как правило, коллектор ДПЗ изготавливают из того же материала, что и сухой канал, уменьшение толщины коллектора не приводит к увеличению влияния на показания ДПЗ электронов, возникающих вне детектора.

Толщина коллектора определяется также требованиями герметичности детектора, технологическими ограничениями. В случае применения никелевых сплавов и нержавеющей стали она составляет 0,1–0,15 мм.

В случае возможности взаимного влияния ДПЗ, а также их располо-

жения в твэлах или агрессивной среде, вызывающей коррозию коллектора и оболочки линии связи, должны быть приняты специальные меры защиты. Для исключения взаимного влияния ДПЗ на линию связи рядом расположенного детектора применяется защитный экран, поглощающий электроны, испускаемые эмиттером [2].

Остановимся подробнее на выборе материала и конструкции изолятора. Для обеспечения высокого внутреннего сопротивления детектора толщина и удельное сопротивление диэлектрика должны быть большими. Ограничение толщины изолятора вызвано необходимостью уменьшить поглощение в нем первичных электронов, вылетающих из эмиттера.

Для уменьшения токов смещения необходимо стремиться к уменьшению толщины диэлектрика и коэффициента поглощения электронов в диэлектрике, который возрастает с увеличением плотности последнего. Кроме того, для уменьшения влияния токов смещения при изменении тока детектора (мощности измеряемого излучения) необходимо, чтобы удельное сопротивление диэлектрика в отсутствие излучения было мало. Для уменьшения влияния температуры на измеряемый ток детектора следует стремиться к тому, чтобы изменение проводимости при изменении температуры было минимальным. Таким образом, требования, предъявляемые к материалу и толщине диэлектрика, противоречивы.

Рассмотрим прежде всего вопрос о толщине диэлектрика. Пренебрегая влиянием тормозящего поля объемного заряда на поглощение β -частиц в диэлектрике, получаем, что плотность их тока

$$j = j_0 \exp(-\mu x/2), \quad (3.1)$$

где j — плотность тока β -частиц, достигших коллектора; j_0 — плотность тока β -частиц, вылетающих из эмиттера; x — толщина диэлектрика; μ — коэффициент линейного ослабления потока β -частиц в диэлектрике.

Измеряемый ток ДПЗ

$$i = j_0 F \exp(-\frac{\mu x}{2}) (1 + \frac{R_{\text{пр}}}{\rho x} F)^{-1}, \quad (3.2)$$

где F — площадь сечения плоского диэлектрика; $R_{\text{пр}}$ — входное сопротивление измерительного прибора; ρ — удельное сопротивление диэлектрика.

Из формулы (3.2) следует, что имеется оптимальная толщина диэлектрика, соответствующая максимальной чувствительности ДПЗ:

$$x_{\text{опт}} = \sqrt{\frac{R_{\text{пр}}^2 F^2}{4\rho^2} + \frac{2R_{\text{пр}}F}{\mu\rho}} - \frac{R_{\text{пр}}F}{2\rho}, \quad (3.3)$$

которая уменьшается с уменьшением входного сопротивления измерительного прибора, площади диэлектрика и с увеличением удельного сопротивления диэлектрика и коэффициента линейного ослабления. Подставляя в формулу (3.3) $R_{\text{пр}} = 10^3$ Ом; $F = 1$ см²; $\rho = 10^7$ Ом·см; $\mu = 10$ см⁻¹, имеем $x_{\text{опт}} = 4,5 \cdot 10^{-3}$ см.

Полученное значение толщины изолятора, обеспечивающее максимальную чувствительность ДПЗ в стационарном режиме, значительно меньше толщин диэлектриков, используемых в реальных детекторах. Таким образом, при конструировании детектора необходимо стремиться к уменьшению толщины изоляции, что обеспечивает максимальную чувствительность ДПЗ и минимальное влияние на его работу токов смещения.

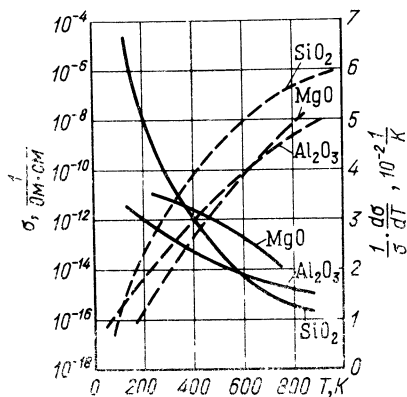


Рис. 3.1. Зависимость проводимости (—) и температурного коэффициента проводимости (---) диэлектриков от температуры.

Перейдем к вопросу о выборе материала изолятора. Наиболее радиационно стойкие диэлектрики Al_2O_3 , MgO , SiO_2 , которые обладают достаточно высокими электрическими и механическими свойствами. Они выдерживают флюенс быстрых нейтронов до 10^{22} нейтр./см² [3] и могут быть использованы в качестве изоляторов ДПЗ. Для обеспечения макси-

мальной чувствительности ДПЗ при одинаковой толщине диэлектрика, которая определяется технологическими возможностями, необходимо выбрать материал, дающий максимальный ток ДПЗ. Поскольку технологически достижимая толщина диэлектрика обычно значительно превышает ее оптимальное значение, определяющим фактором является минимальный коэффициент линейного поглощения электронов, который уменьшается с уменьшением плотности диэлектрика. Так, при прочих равных условиях максимальная чувствительность обеспечивается использованием в качестве диэлектрика кварца.

Для уменьшения токов смещения кварц — также оптимальный диэлектрик, поскольку обладает большей удельной проводимостью и меньшим температурным коэффициентом проводимости $\sigma^{-1} d\sigma/dT$ (рис. 3.1), который характеризует температурную нестабильность проводимости чистых окислов.

Следует иметь в виду, что использование в качестве изолятора ДПЗ кварца ограничивает гибкость чувствительной части детектора. Для обеспечения гибкости в качестве чувствительной части детектора можно использовать кабель с изоляцией из MgO или Al_2O_3 и центральной жилой из нейтроночувствительного материала [4]. При этом несколько уменьшается чувствительность ДПЗ, так как эти материалы имеют большую плотность, а также и за счет утолщения диэлектрика. Одновременно увеличивается влияние токов смещения на показания детектора, что отрицательно сказывается на характеристиках детектора при переменных режимах его работы. Серьезный недостаток этой конструкции — плохая идентичность детекторов, обусловленная технологическим разбросом диаметра центральной жилы и толщины диэлектрика и невозможностью их контроля.

Требования, предъявляемые к конструкции линии связи (см. § 1.1), достаточно противоречивы. Так, ограничение диаметра линии связи затрудняет выполнение требований к электрическому сопротивлению токоведущей жилы, изоляции, толщине оболочки, а также размещению фоновой жилы.

Для обеспечения минимальных фоновых токов необходимо, чтобы при взаимодействии конструкционных материалов линии связи с нейтронами не образовывалось значительного числа заряженных частиц (β -частиц, комптоновских и фотоэлектронов), искажающих показания ДПЗ. Влияние γ -фона реактора уменьшается при уменьшении диаметра линии связи

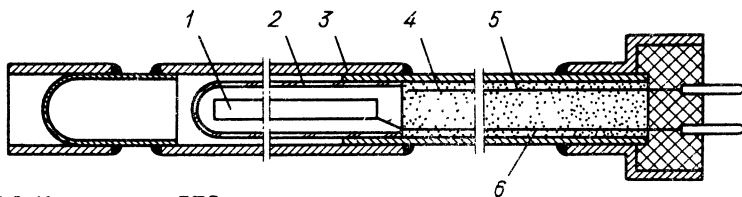


Рис. 3.2. Конструкция ДПЗ:

1 — эмиттер; 2 — изолятор; 3 — коллектор; 4 — кабель; 5 — фоновая жила; 6 — сигнальная жила.

(токоведущей жилы), а также при создании условий, когда ток, возникающий в центральной жиле за счет эмиссии комптоновских и фотоэлектронов, компенсируется электронами, поглощаемыми в токоведущей жиле [5], однако практического применения такие конструкции не получили.

Наконец, при конструировании линий связи следует учитывать возможный вклад в ток детектора электронов, эмитируемых элементами, окружающими линию связи конструкций, в том числе и рядом расположенными ДПЗ. При прочих равных условиях влияние фонового тока этого типа также уменьшается с уменьшением диаметра линии связи.

Для уменьшения или полного исключения влияния термотокров необходимо, чтобы токоведущая жила и оболочка линии связи были изготовлены из одного материала. Обычно в качестве линии связи ДПЗ используется жаростойкий кабель с минеральной изоляцией в металлической оболочке [6, 7]. Изоляцией в кабелях такого типа служит MgO или Al_2O_3 . Эти окислы применяются в порошкообразном виде и весьма гигроскопичны. Поэтому при изготовлении детекторов кабели должны быть обезвожены и герметизированы. Существенное значение имеет также степень наполнения изоляционного материала. Срок службы кабеля зависит от стойкости металлической оболочки к окислению. Должны быть приняты меры по защите оболочки кабеля от коррозии. В качестве материала оболочки используется нержавеющая сталь, никель, инконель и т.д. Желательно изготовление из тех же материалов и токоведущих жил. В ряде случаев применяется термостойкий кабель с жилами из хромели и алюминели. В этом случае кроме плотности потока нейтронов можно измерять также и температуру.

Экспериментально показано, что свойства кабеля с минеральной изоляцией практически не изменяются при достижении флюенса нейтронов $\sim 10^{22}$ нейтр./см². Испытания проводились при температуре 200–700 °С. Показано, что под действием облучения необратимого изменения свойств кабеля практически не наблюдается.

Проводимость кабеля определяется по формуле:

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_p, \quad (3.4)$$

где σ_0 — проводимость в отсутствие излучения, зависящая от температуры; σ_p — проводимость, определяемая облучением.

Для измерения и компенсации фоновых токов удобно использовать кабель с двумя одинаковыми жилами, токоведущей и фоновой. Для исключения влияния градиентов γ - и нейтронных полей на точность измерения и компенсации фонового тока желательно, чтобы жилы кабеля были скрученными.

Нейтронные ДПЗ выпускаются как в СССР [8], так и за рубежом [9].

Типичная конструкция ДПЗ приведена на рис. 3.2. Эмиттером детектора типа ДПЗ-1п служит родиевая проволока диаметром 0,8 мм. В качестве

изоляции эмиттера используется кварцевый капилляр с толщиной стенки $\sim 0,2$ мм, запаянный с одного конца. Коллектор — трубка из нержавеющей стали диаметром 1,8 мм. В качестве линии связи используется двух-жильный кабель с магнезиальной изоляцией и оболочкой из нержавеющей стали наружным диаметром 1,5 мм. Одна из жил кабеля — сигнальная, вторая — фоновая.

Соединение эмиттера с сигнальной жилой сварное. Соединение коллектора с оболочкой кабеля осуществляется пайкой твердым припоем или сваркой. На выходе детектора кабель герметизирован с помощью эпоксидной смолы и имеет два вывода: один, соединенный с эмиттером, служит для измерения тока детектора, другой подключается к жиле кабеля, изолированной как от эмиттера, так и от оболочки, и служит для измерения и компенсации тока линии связи.

Принципиально конструкции ДПЗ, выпускаемые различными фирмами, мало отличаются друг от друга, за исключением тех случаев, когда изменение конструкции диктуется специфическими условиями эксплуатации. Основные отличия заключаются в применяемых материалах, особенно изоляторах. За рубежом обычно чувствительную часть детектора изготовляют из кабеля с изоляцией из MgO или Al_2O_3 и центральной жилой из нейтроночувствительного материала. Аналогичные конструкции имеются и в нашей стране. Использование такого типа изоляции обеспечивает гибкость чувствительной части. Основные типичные размеры (кабельного) детектора фирм Reuter—Stokes: наружный диаметр 1,6 мм; диаметр эмиттера — 0,5 мм; толщина изолятора — 0,4 мм. Ввиду плохой воспроизводимости начальной чувствительности, обусловленной значительным разбросом по диаметру центральной жилы и толщине изолятора, ДПЗ этого типа требуют предварительной градуировки.

В детекторе типа ДПЗ-7 изолятором служит алундовая соломка. Детекторы этого типа предназначены для измерения интегральной по высоте активной зоны плотности потока нейтронов в высокотемпературных реакторах типа эксплуатируемых на Белоярской АЭС и Билибинской АТЭЦ. Ввиду необходимости иметь жесткую конструкцию чувствительной части, позволяющую герметизировать рабочий канал реактора, в котором устанавливается ДПЗ, коллектор изготавливается из трубки диаметром 6 мм и толщиной стенки 1 мм. Для обеспечения высокого сопротивления при высоких температурах в этом детекторе применяется изоляция переменной толщины. Основная часть эмиттера покрыта тонкой изоляцией, пропускающей электроны, причем эти участки не касаются коллектора. Опорные участки имеют изоляцию большей толщины. Такая конструкция обеспечивает высокое внутреннее сопротивление детектора при высоких температурах. Соединение кабеля линии связи с эмиттером осуществляется с помощью металлокерамического перехода.

Список литературы

1. Шикалов В.Ф., Кебадзе Б.В., Булавин В.В. II Международное совещание по анализу шумов ядерных реакторов. — Атомная энергия, 1978, т. 45, вып. 3, с. 244.
2. Устройство для измерения распределения плотности потока нейтронов / Н.Д. Розенблюм, В.А. Загадкин, А.А. Кононович, М.Г. Мительман, В.С. Кирсанов. Патент Великобритании № 1495175 от 23 июля 1975 г.
3. Влияние облучения на материалы и элементы электронных схем. Под ред. В.Н. Быкова, С.П. Соловьева. М.: Атомиздат, 1967.
4. Кабели-датчики с магнезиальной изоляцией и оболочкой из нержавеющей стали. Технические условия ТУ 16-505-430-73.

5. *Varren H.D.*. Нейтронный детектор с γ -компенсированным кабелем. Патент США № 3892969 от 1 июля 1975 г.

6. *Кабели* терморезистивные с минеральной изоляцией. Технические условия ТУ 16-505-757-75.

7. *Кабели* нагревостойкие с минеральной изоляцией в стальных оболочках. Технические условия ТУ 16-505-564-75.

8. *Полупроводниковые* детекторы ионизирующих излучений. Детекторы нейтронов. Каталог. В/О "Изотоп", М., 1974.

9. *Goodings A.* In-core neutron flux detectors for power reactor. — Nucl. Engng Intern., 1970, v. 15, N 170, p. 599.

Глава 4

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДПЗ В СИСТЕМАХ ВРК

§ 4.1. Требования к измерительной системе, определяемые свойствами ДПЗ

ДПЗ получили наибольшее применение в системах ВРК. Согласно ГОСТ 21933—76 под системой ВРК понимается совокупность технических и программных средств, которая дает сведения об основных параметрах активной зоны, необходимых для оптимальной работы ядерного реактора.

К техническим средствам ВРК относятся первичные измерительные преобразователи (детекторы), линии связи и информационно-измерительная аппаратура.

Математическое обеспечение системы ВРК — это совокупность алгоритмов и программ, обеспечивающая организацию работы системы ВРК и выдачу требуемой информации.

Состав системы ВРК определяется ее целевым назначением. Излишнее усложнение системы повышает ее стоимость; отсутствие необходимых элементов ухудшает качество информации и отрицательно сказывается на возможностях оптимизации работы реактора.

В соответствии с ГОСТ 21935—76 различают следующие типы систем ВРК, использующие ДПЗ: 1) дающие первичную измерительную информацию; 2) дающие советы оператору; 3) включенные в замкнутую автоматическую систему управления ядерным реактором.

Функциональное назначение системы определяет ее состав. Так, состав систем, дающих первичную измерительную информацию, может быть ограничен системой первичных измерительных преобразователей (детекторов), линиями связи и измерительным прибором. Сбор сведений производится вручную с последующей их обработкой вне системы.

Системы, дающие советы оператору, должны включать соответствующую информационно-измерительную аппаратуру, осуществляющую функции усиления, преобразования и измерения сигналов первичных измерительных преобразователей, а также их предварительную обработку, представление результатов и сигнализацию. Системы такого типа могут включать или не включать ЭВМ с соответствующим математическим обеспечением. Если система ВРК включена в автоматическую систему управления ядерного реактора, то в ее состав должны входить аналоговые или цифровые вычислительные устройства по заданному алгоритму, выдающие сигналы в систему регулирования.

Существуют также и совмещенные системы, например дающие первичную информацию и включенные в систему автоматического управления.

Выбор того или иного типа системы ВРК, а также ее характеристики

определяются в значительной степени особенностями реактора, для которого разрабатывалась система. Так, ее быстроедействие должно обеспечить контроль и регулирование возможной неустойчивости реактора.

Требования к параметрам системы ВРК обуславливают требования к информационно-измерительной аппаратуре и линии связи системы.

Остановимся подробнее на требованиях к информационно-измерительной системе, определяемых физикой работы детектора.

1. Входное сопротивление измерительной системы (прибора) должно быть минимальным, поскольку работа в режиме короткого замыкания является оптимальной для ДПЗ.

Следует отметить, что наличие линии связи, особенно ее терморезистивной части, выполненной из кабеля с минеральной изоляцией с малым сечением токоведущих жил, приводит к тому, что сопротивление нагрузки ДПЗ не может быть бесконечно малым. Обычно сопротивление линии связи составляет 100—500 Ом. Очевидно, что входное сопротивление измерительного прибора не должно существенно изменять нагрузки детектора.

2. Сопротивление нагрузки детектора не должно существенно изменяться в процессе эксплуатации. Система измерений должна быть построена таким образом, чтобы при отключении детектора от измерительного прибора он включался на сопротивление, равное его входному сопротивлению. Это требование вызвано тем, что при отключении детектора от измерительного прибора сопротивление нагрузки ДПЗ резко возрастает. При последующем подключении к измерительному прибору вследствие быстрого разряда емкости (детектор + линия связи) и токов смещения увеличивается измеряемый ток ДПЗ.

3. В составе информационно-измерительной системы необходимо иметь устройство, обеспечивающее измерение внутреннего сопротивления ДПЗ.

Измерение сопротивления детектора в работающем реакторе с использованием внешнего источника питания недопустимо, так как ток ДПЗ искажает показания измерителя сопротивления; высокое напряжение, подаваемое на детектор, создает значительную поляризацию, что приводит к значительным токам смещения, возникающим при последующем включении ДПЗ в нормальный режим работы; высокое напряжение может вызвать пробой изолятора детектора.

Обычно внутреннее сопротивление ДПЗ измеряют путем сравнения токов детектора при разных сопротивлениях нагрузки и вычисляют по формуле

$$R = (R_2' i_2 - R_1 i_1) / (i_1 - i_2), \quad (4.1)$$

где i_1, i_2 — токи детекторов при сопротивлениях нагрузки R_1 и R_2' соответственно. Обычно R_1 — сопротивление нагрузки прибора и линии связи при нормальной схеме измерения токов; R_2' — сопротивление нагрузки при последовательном включении в цепь детектора дополнительного сопротивления R_2 . Сопротивления выбирают таким образом, чтобы $R_2 \gg R_1$. При использовании такого устройства надо следить за тем, чтобы включение дополнительного сопротивления в цепь детектора было не слишком длительным во избежание токов смещения, искажающих показания детектора при последующем нормальном измерении токов.

Кратковременность измерения тока при наличии дополнительного сопротивления приводит к погрешности, обусловленной током смещения, возникающем при увеличении сопротивления нагрузки, а следова-

тельно, к увеличению погрешности определения сопротивления. Однако поскольку для выяснения работоспособности детектора достаточно знать порядок величины внутреннего сопротивления детектора, эта погрешность не является существенной. Если необходимо знать точно сопротивление изоляции, время измерения следует увеличить.

4. При использовании в системе ВРК активационных ДПЗ в ряде случаев необходимо обеспечить устранение их инерционности.

Как было указано выше, используя основное уравнение активационного ДПЗ, можно получить систему детектор – корректор инерционности, позволяющую осуществлять практически безынерционное измерение плотности потока нейтронов. Для обеспечения безынерционного измерения плотности потока нейтронов следует последовательно с активационным ДПЗ включить корректирующее звено с передаточной функцией $S(p)$, удовлетворяющей уравнению

$$W(p) = H(p) S(p) = k, \quad (4.2)$$

где

$$H(p) = i/\varphi = \eta \left(1 + \frac{\eta_k}{\eta} \frac{p}{\lambda} \right) / \left(1 + \frac{p}{\lambda} \right) \quad (4.3)$$

– передаточная функция ДПЗ; k – статический коэффициент передачи звена детектор–корректор; $p = d/dt$.

Из уравнений (4.2) и (4.3) имеем:

$$S(p) = \frac{k}{\eta} \left(1 + \frac{p}{\lambda} \right) / \left(1 + \frac{\eta_k}{\eta} \frac{p}{\lambda} \right). \quad (4.4)$$

Работу корректирующего звена описывает дифференциальное уравнение

$$U_{\text{вых}} + \frac{\eta_k}{\eta} \frac{1}{\lambda} \frac{dU_{\text{вых}}}{dt} = \frac{k}{\eta} \left(U_{\text{вх}} + \frac{1}{\lambda} \frac{dU_{\text{вх}}}{dt} \right), \quad (4.5)$$

где $U_{\text{вх}}$, $U_{\text{вых}}$ – сигнал на входе и выходе корректора. Корректирующее звено с передаточной функцией, соответствующей уравнению (4.5), обеспечивает безынерционное измерение плотности потока нейтронов детектора с эмиттером из ванадия.

При использовании ДПЗ с эмиттером из родия передаточная функция корректора имеет вид:

$$S(p) = \frac{k}{\eta} \frac{1 + \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} p + \frac{1}{\lambda_1 \lambda_2} p^2}{1 + \left(\frac{\eta_k}{\eta} \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} + \frac{\eta_1}{\eta} \frac{1}{\lambda_2} \right) p + \frac{\eta_k}{\eta} \frac{p^2}{\lambda_1 \lambda_2}}, \quad (4.6)$$

где η_1 – активационная составляющая чувствительности, определяемая прямым образованием ^{104}Rh .

Для ДПЗ с эмиттером из серебра

$$S(p) = \frac{k}{\eta} \frac{1 + \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} p + \frac{1}{\lambda_1 \lambda_2} p^2}{1 + \left(\frac{\eta_1}{\eta \lambda_2} + \frac{\eta_2}{\eta \lambda_1} + \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} \frac{\eta_k}{\eta} \right) p + \frac{\eta_k}{\eta} \frac{p^2}{\lambda_1 \lambda_2}}, \quad (4.7)$$

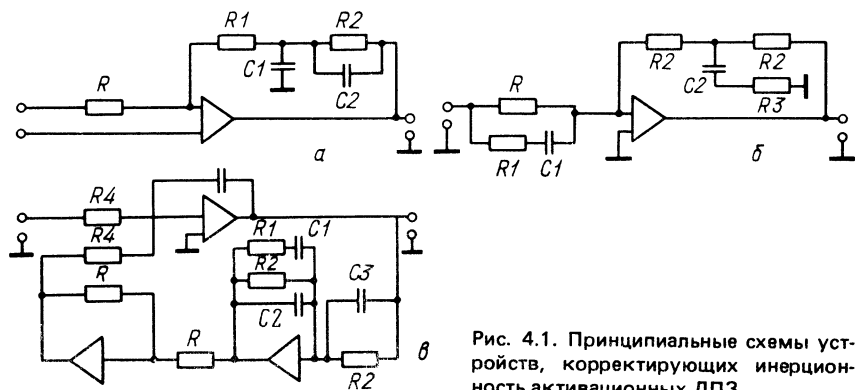


Рис. 4.1. Принципиальные схемы устройств, корректирующих инерционность активационных ДПЗ.

где η_1, η_2 — активационные составляющие чувствительности, определяемые образованием ^{108}Ag и ^{110}Ag соответственно.

Типичные аналоговые схемы, реализующие передаточные функции, описываемые уравнениями (4.4), (4.6), (4.7), приведены на рис. 4.1, а, б, в соответственно.

При использовании ДПЗ для измерения мощности в реакторе следует учесть, что при скачкообразном увеличении плотности потока нейтронов энерговыделение в реакторе возрастает на 8% в течение длительного времени вследствие β - и γ -распада продуктов деления. При этом погрешность измерения мощности с помощью безынерционного нейтронного ДПЗ достигает 8%.

Вклад в общий ток ДПЗ от метастабильного изотопа ^{104m}Rh невелик и составляет $\sim 8\%$. Когда корректор инерционности родиевого ДПЗ построен без учета тока от ^{104m}Rh , т.е. соответствует передаточной функции (4.4) при скачкообразном изменении плотности потока нейтронов, в переходном режиме погрешность достигает 7,5% (рис. 4.2, кривая 1). В то же время такое построение корректора снижает погрешность ДПЗ как детектора энерговыделения. В этом случае чувствительность системы ДПЗ — корректор как детектора энерговыделения остается практически постоянной (см. рис. 4.2, кривая 2).

5. Помехозащищенность системы — следующий фактор, определяющий особенность построения информационно-измерительной системы. Относительно низкая чувствительность ДПЗ и большая длина линий связи, обеспечивающих передачу сигналов от первичного измерительного преобразователя к информационно-измерительной аппаратуре, приводят к необходимости уделять особое внимание при разработке аппаратуры защите ее от помех [1, 2].

Различают помехи общего и нормального вида. Помехи общего вида (продольные) образуются вследствие возникновения напряжения между двумя точками заземления системы, например в случае, когда заземляются источник сигнала и измерительная аппаратура. Помехи общего вида обычно представляют собой напряжение промышленной частоты. Схема воздействия помехи общего вида на измеряемый сигнал ДПЗ приведена на рис. 4.3. Ток измерительного прибора, определяемый помехой общего вида,

$$i_{\text{п.о.в}} = U_{\text{п.о.в}} / (R_{\text{из}} + R_{\text{л.с}} + R_{\text{вх}}). \quad (4.8)$$

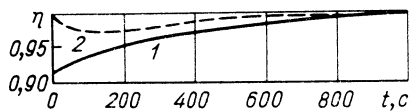


Рис. 4.2. Переходные функции:

1 — реактор — безынерционный детектор нейтронов; 2 — реактор — детектор энерговыделения.

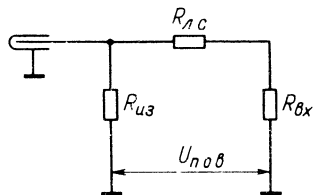


Рис. 4.3. Воздействие помехи общего вида на сигнал ДПЗ ($U_{п.о.в}$ — напряжение помехи общего вида; $R_{из}$ — сопротивление изоляции; $R_{л.с}$ — сопротивление линии связи; $R_{вх}$ — входное сопротивление прибора).

Из формулы (4.8) следует, что влияние помехи общего вида на показания ДПЗ уменьшаются с увеличением внутреннего сопротивления ДПЗ $R_{из}$. По-видимому, оптимальным способом защиты от помех общего вида является использование системы с одной точкой заземления (рис. 4.4). В этом случае ток измерительного прибора, определяемый помехой общего вида,

$$i_{п.о.в} = U_{п.о.в} / (R_{из} + R_{л.с} + R_{вх} + Z_1) - U_{п.о.в} / (R'_{л.с} + R_{вх} + Z_2), \quad (4.9)$$

где $R'_{л.с}$ — сопротивление линии связи заземления; Z_1, Z_2 — комплексные сопротивления между сигнальными шинами и корпусом измерительной системы.

Комплексные сопротивления Z_1 и Z_2 могут быть сделаны много больше сопротивления изоляции ДПЗ, что позволяет значительно снизить помехи общего вида.

Помеха нормального вида возникает за счет электромагнитных, электростатических наводок, термоэлектричества, трибоэлектричества и других факторов. В том случае, если частота помехи нормального вида отличается от частоты измеряемого сигнала, ее можно значительно уменьшить. Для подавления помех принимаются различные фильтры, аналого-цифровые преобразователи интегрального типа, специальные фоновые жилы сигнал которых подается на усилитель с дифференциальным входом, и т.д.

По структуре информационно-измерительные системы бывают:

1) с индивидуальным нормирующим усилителем (ИНУ) на каждый канал; сигналы с выходов ИНУ непосредственно или через коммутатор сигналов высокого уровня поступают на показывающие и регистрирующие приборы, аналого-цифровой преобразователь (АЦП); с выхода АЦП сигнал в дискретной форме поступает на ЭВМ;

2) с коммутатором сигналов низкого уровня (КНУ) и групповым нормирующим преобразователем (ГНП).

Сигналы с ДПЗ поступают через коммутатор низкого уровня на ГНП, с выхода ГНП — на показывающие и регистрирующие приборы или через АЦП на ЭВМ.

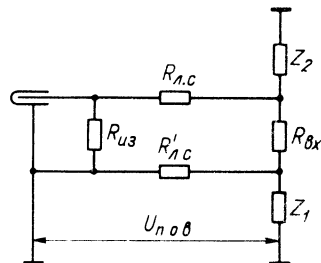


Рис. 4.4. Схема измерения с одной точкой заземления.

Возможны также различные смешанные структурные варианты, например наличие нескольких КНУ при разделении детекторов на несколько групп, что повышает быстродействие системы.

§ 4.2. Системы ВРК, дающие первичную измерительную информацию

Системы ВРК, дающие первичную измерительную информацию, применяются весьма редко. Система такого типа, эксплуатировавшаяся на реакторе Первой АЭС до 1975 г., состояла из 12 детекторов типа ДПЗ-7, имеющих длину чувствительной части, равную высоте активной зоны реактора и расположенных равномерно на двух взаимно перпендикулярных диаметрах, и двух нейтронных измерительных каналов, контролирующих распределение плотности потока нейтронов по высоте активной зоны. В состав каждого канала входило по четыре детектора типа ДПЗ-1п.

В измерительной аппаратуре была использована структура с индивидуальными нормирующими преобразователями (усилителями).

Регистрация преобразованных сигналов осуществлялась электронным автоматическим самопишущим потенциометром КСП-4. Диапазон измеряемых токов для ДПЗ-7 составлял 0,5–10 мкА с погрешностью регистрации не более $\pm 1,5\%$ и 0,1–2,0 мкА с погрешностью $\pm 2,5\%$ для ДПЗ-1п.

Токовые сигналы детекторов поступали в блок коммутации, предназначенный для коммутации сигналов детекторов и имитатора тока детектора, а также для проверки сопротивления изоляции детекторов. В режиме проверки аппаратуры от имитатора тока и при обесточивании аппаратуры детекторы закорачивались на землю.

Усиление и преобразование сигналов детекторов осуществлялось в поканальном блоке усилителей постоянного тока. Каждый усилитель с постоянной времени $\sim 0,1$ с для подавления высокочастотных составляющих входного сигнала (помех) имел входное сопротивление не более 1 кОм и был построен на трех последовательно включенных микросхемах типа 1КТ011А. С помощью блока контроля преобразованные сигналы детекторов выводились на показывающие и регистрирующие приборы.

Цикл опроса всех детекторов в автоматическом режиме определяется скоростью записи на КСП-4.

За три года эксплуатации вышел из строя один детектор в результате постепенного снижения сопротивления изоляции. Сопротивление изоляции работающих ДПЗ составляло 0,5–3,0 МОм и не менялось в процессе эксплуатации. Отказов измерительной аппаратуры не наблюдалось.

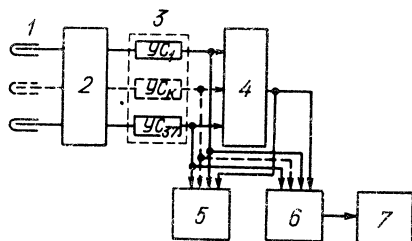
§ 4.3. Системы ВРК, дающие советы оператору

Системы ВРК, работающие в режиме "советчик оператора", наиболее распространены в настоящее время. В зависимости от конкретных условий эксплуатации, а также задач, решаемых с помощью системы, они могут иметь или не иметь в своем составе ЭВМ.

Система ВРК Билибинской АТЭЦ [3]. Реакторы Билибинской АТЭЦ — уран-графитовые с отводом тепла кипящей водой. Детекторы размещены в сухих импульсных каналах графитовой кладки при температуре 500–600 °С.

На реакторах I и II блоков Билибинской АТЭЦ установлено по 22 детектора, на реакторах III и IV блоков — по 37 детекторов типа ДПЗ-76 с длиной эмиттера, равной высоте активной зоны реактора. Система обеспе-

Рис. 4.5. Структурная схема системы ВРК Билибинской АТЭЦ.



чивает радиальный контроль распределения плотности потока нейтронов (энерговыделения).

Линии связи каждого ДПЗ, помещенные для защиты от механических повреждений в металлорукав, выведены из-под биологической защиты реактора и разведены на клеммниках центрального зала. Отсюда экранированным кабелем типа КУГВЗВ-0,5 сигналы подаются на панель вводов измерительной аппаратуры, расположенной в блоках щитового управления. Аппаратура выполняет функции проверки работоспособности детекторов, усиления, преобразования и автоматического контроля за уровнем сигналов детекторов. На I и II блоках АТЭЦ установлены также аналоговые интерполяторы, позволяющие вычислять относительное значение энерговыделения в любом из 273 рабочих каналов реактора. Структурная схема системы индивидуальными нормирующими усилителями дана на рис. 4.5.

Токовые сигналы детекторов i_k поступают на входной блок 2, служащий для коммутации и измерения сопротивления изоляции детекторов, усиливаются и преобразуются в нормирующих преобразователях 3 ($УС_1, УС_2, \dots, УС_{37}$) в сигналы напряжения постоянного тока отрицательной полярности. Преобразованные сигналы напряжения U_k поступают на показывающие и регистрирующие приборы 5, а также устройства автоматического контроля 6, интерполятора и сумматора 4. С выхода сумматора сигнал U , пропорциональный тепловой мощности реактора, выводится на показывающие и регистрирующие приборы. С помощью двухпозиционного сигнализирующего устройства 7 аппаратурой осуществляется автоматический контроль за уровнем сигналов энерговыделения U_k . Пороги срабатывания сигнализации автоматически изменяются пропорционально мощности реактора, что позволяет контролировать и сохранять в заданных пределах форму распределения энерговыделения в активной зоне реактора на разных уровнях мощности.

Допустимые уровни сигналов энерговыделения могут устанавливаться в пределах от ± 5 до $\pm 15\%$ от заданных относительных значений этих сигналов.

Измерительная аппаратура имеет следующие основные параметры:

Диапазон измеряемых токов	$0,5 \div 10$ мкА (при основной погрешности 0,5%)
Входное сопротивление усилителей	Не более 100 Ом;
Коэффициент преобразования (регулируется)	$0,25 - 1,0$ В/мкА
Минимальное сопротивление нагрузки на выходе из преобразователя	Не менее 1 кОм

Вероятность безотказной работы ДПЗ в течение одного года составляет 0,97, в течение двух лет — 0,96, в течение трех и четырех лет — 0,94 при доверительной вероятности 0,8. Один детектор вышел из строя при монтаже системы, один — в результате короткого замыкания после 20 ме-

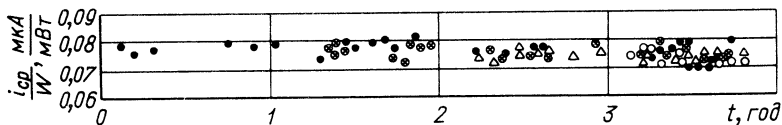


Рис. 4.6. Отношение среднего тока ДПЗ к тепловой мощности реактора Билибинской АТЭС в зависимости от времени:

● — I блок; + — II блок; Δ — III блок; ○ — IV блок.

сцев эксплуатации, два — при снижении сопротивления на 40% после 6 и 18 месяцев эксплуатации соответственно.

Интенсивность отказов детекторов составляет 1,1% в год.

В процессе эксплуатации сопротивление ДПЗ не меняется и составляет 0,17 — 3,0 МОм.

Отношение среднего тока ДПЗ к тепловой мощности реактора (рис. 4.6), являющееся, по существу, чувствительностью системы ВРК как датчика тепловой мощности реактора, в пределах точности эксперимента остается постоянным. Средние значения чувствительностей для разных блоков совпадают с точностью $\pm 2\%$ при максимальном разбросе экспериментальных точек $\pm 7\%$.

Система ВРК реакторов Белоярской АЭС (рис. 4.7). ВРК состоит из 80 детекторов типа ДПЗ-7 на реакторе I блока и 86 детекторов того же типа на реакторе II блока, установленных в центральных отверстиях пароперегревательных каналов (ППК). Для обеспечения равномерного распределения детекторов по объему активной зоны 14 ППК переставлены из центральной зоны реактора в периферийную. Рабочая температура детекторов $\sim 700^\circ\text{C}$.

Конструкция ДПЗ-7 такова, что в пределах реактора линия связи, выполненная из кабеля с минеральной изоляцией, составляет одно целое с детектором, а клеммник находится вне реактора. Сигналы ДПЗ, объединенные в группы с максимальным числом детекторов 20 в каждой группе, поступают на входы блоков коммутации 1, 2 и далее — через блок связи 3 подаются для усиления на входной блок 4. В выходном блоке 5 расположены запоминающие ячейки, с выхода которых сигналы поступают на нормирующие преобразователи 6. С нормирующих преобразователей токовый сигнал диапазона 0—5 мА вводится с ЭВМ 9 для обработки. После обработки результаты поступают на цифropечатающее

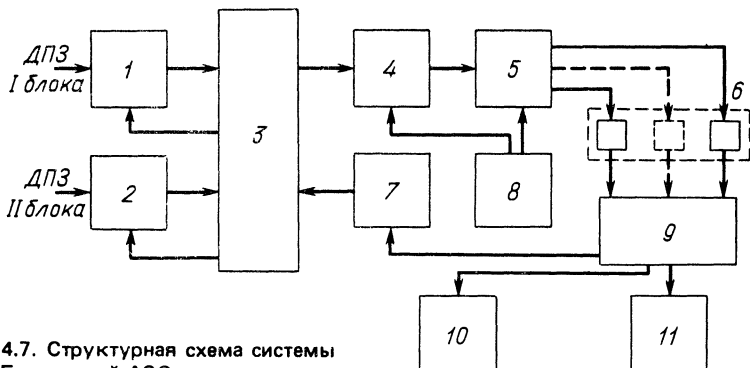


Рис. 4.7. Структурная схема системы ВРК Белоярской АЭС.

устройство 10 и мнемотабло 11 реакторов I и II блоков АЭС. Номера реактора и группы детекторов поступают на ЭВМ в блок управления 7, который производит необходимые переключения в блоках коммутации и связи. Адресный блок 8 обеспечивает синхронную коммутацию каналов во входном и выходном блоках внутри выбранной группы детекторов.

Все ДПЗ в реакторе I блока разбиты на четыре группы. В трех группах они расположены по кольцам в плане реактора с радиусами соответственно 1,8; 2,4; 3,1 м, а в одной группе — равномерно, в центральной области реактора.

На реакторе II блока ДПЗ разбиты на пять групп. Детекторы в первой и третьей группах расставлены по двум взаимно перпендикулярным диаметрам. ДПЗ во второй, четвертой и пятой группах расположены по кольцам в плане реактора с радиусами 1,9, 2,5 и 3,0 м от центра реактора.

Получая средний ток ДПЗ по реактору и по группам, а также максимальное и минимальное значения токов ДПЗ в каждой группе, можно оперативно охарактеризовать неравномерность и симметричность поля энерговыделения по объему реактора.

Программа обработки сигналов на ЭВМ состоит из трех частей.

1. Программа сбора информации и контроля ДПЗ обеспечивает сбор информации и заполняет соответствующие массивы памяти ЭВМ, осуществляет контроль исправности ДПЗ и общего усилительного тракта.

2. Программа обработки ведет обработку сигналов ДПЗ в соответствии с алгоритмом; обеспечивает выдачу сигналов отклонений на мнемотабло реакторов I и II блоков.

3. Программа печати по запросу оператора печатает результаты обработки сигналов ДПЗ.

Для оперативного измерения мощности реактора использовалось значение среднего тока ДПЗ, поскольку сумма токов ДПЗ, равномерно расположенных по активной зоне реактора, с хорошей точностью характеризует мощность всех топливных каналов. Внедрение системы ВРК позволило повысить мощность реактора на 6%.

При эксплуатации системы в год заменяется около 10% детекторов как вышедших из строя, так и извлеченных с каналами при перегрузке.

Система ВРК реактора РБМК [5] выдает оператору рекомендации для формирования поля энерговыделения. Расчет оптимальных и предельных уставок для показаний ДПЗ производится на внешней ЭВМ. Для оперативной корректировки поля энерговыделения предусмотрена связь системы с информационно-вычислительной машиной, обеспечивающей периодический расчет энерговыделения каждого канала.

Система состоит из 117 детекторов для измерения плотности потока нейтронов по радиусу реактора и 12 семисекционных детекторов для контроля распределения плотности потока нейтронов по высоте активной зоны. Кроме того, имеются вспомогательные системы для градуировки детекторов и определения основных метрологических характеристик системы.

В качестве чувствительных элементов детекторов используется серебряный кабель с минеральной изоляцией. Использование серебряного кабеля приводит к неидентичности детекторов, достигающей $\pm 12\%$.

Радиальный детектор контроля энерговыделения состоит из чувствительного элемента, предохранительной гильзы с головкой и линии связи из высокотемпературного кабеля с магнизиальной изоляцией, обеспечивающей соединение детектора с аппаратурой. Длина чувствительного элемента равна высоте активной зоны, диаметр 3 мм, наружный диаметр

предохранительной гильзы из нержавеющей стали 6 мм. Детектор устанавливается в центральное створение тепловыделяющей сборки.

Детектор контроля энерговыделения по высоте размещен в охлаждаемом канале и представляет собой полную гильзу диаметром 70 мм, внутри которой размещены 7 равноудаленных друг от друга секций. Центры нижней и верхней секций смещены относительно границ активной зоны к центру на 500 мм. Чувствительный элемент каждой секции выполнен в виде спирали диаметром 62 мм и высотой 115 мм, общая длина серебряного кабеля в каждой секции 7000 мм.

Сигнал от чувствительного элемента выводится с помощью высокотемпературного кабеля с магнизиальной изоляцией. Вся конструкция поддерживается специальной центральной трубкой, одновременно служащей каналом для активационных измерений.

Система контроля реакторов типа ВВЭР обеспечивает измерения распределения плотности потока нейтронов по высоте и радиусу активной зоны. ДПЗ системы объединены в каналы нейтронные измерительные (КНИ), установленные в центральную трубку рабочей кассеты. В зависимости от типа реакторов в систему входит от 12 до 64 КНИ, состоящих из ДПЗ, защитного экрана, узла уплотнения, защитной арматуры, присоединительного устройства.

При необходимости в состав КНИ можно вводить также термпары и калибровочный канал для активационных измерений. ДПЗ расположены вдоль оси защитного экрана так, что чувствительные части и линии связи находятся по разные стороны защитного экрана, толщина которого достаточна, чтобы исключить влияние электронов, возникающих в эмиттере, на линии связи соседних детекторов.

Защитная арматура обеспечивает размещение КНИ в корпусе реактора, защищает детекторы от воздействия теплоносителя и герметизирует реактор. Наружный диаметр арматуры 8 мм, толщина стенки 0,8—1 мм. Узел уплотнения герметизирует реактор в случае нарушения целостности защитной арматуры.

В состав КНИ входят семь активационных детекторов, равномерно расположенных по высоте активной зоны, и фоновый детектор. Набор детекторов, используемых в КНИ, определяется задачей, поставленной при измерениях. Наиболее часто используют следующие сочетания: семь детекторов типа ДПЗ-1м с эмиттером из родия; шесть детекторов ДПЗ-1м и детектор типа ДПЗ-4п (4 мп) с эмиттером из ванадия, обычно расположенный выше центра активной зоны. Показания отдельных детекторов дают информацию о распределении плотности потока нейтронов по высоте активной зоны реактора.

Суммарный ток детекторов, входящих в КНИ, пропорционален средней плотности потока нейтронов (энерговыделения) для кассеты, в которой КНИ установлен. Наконец, суммарный ток всех КНИ, входящих в систему, позволяет измерять мощность реактора.

Фоновый детектор предназначен для измерений тока линии связи и конструктивно отличается от детекторов типа ДПЗ-1м, ДПЗ-4мп только отсутствием нейтроночувствительного элемента. Нижняя часть фонового детектора находится на уровне нижнего конца линии связи ДПЗ, расположенного внизу активной зоны. Детектор типа ДПЗ-4п имеет фоновую жилу, позволяющую измерять ток линии связи.

Присоединительные устройства обеспечивают передачу сигналов детекторов к измерительному комплексу. В зависимости от условий эксплуатации КНИ имеет разъем вблизи уплотнения арматуры либо линия связи

ДПЗ в металлсрукэве, обеспечивающем ее защиту от механических повреждений, проведена до клеммника в кабельном кольцевом коридоре.

Информационно-измерительная аппаратура системы [6] выполнена как автономно управляемая система, осуществляющая функции: сбора информации от детекторов, преобразования собранной информации в цифровой код, запоминания преобразованной информации, выполнения арифметических и логических операций, регистрации информации на бумажной ленте печатающего устройства и перфоленте, представления алфавитно-цифровой и графической информации на электронно-лучевой трубке, ввода информации с перфоленты, обмена информацией с ЭВМ.

Такая структура освобождает ЭВМ от операций по управлению аппаратурой и предварительной обработке информации.

Аппаратура обеспечивает: а) измерение тока ДПЗ с помощью 64 индивидуальных входных усилителей в поддиапазоне 2,5 мкА; б) измерение тока ДПЗ без индивидуальных входных усилителей в поддиапазонах от 0 до 0,2, 2,0; 20; 200 мкА от 256 детекторов. Основная погрешность измерения тока на поддиапазоне 0,2 мкА — $\pm 0,5\%$, на остальных поддиапазонах $\pm 0,25\%$.

Время измерения по любому входу — не более 55 мс.

Степень подавления помех нормального вида — не менее 60 дБ; общего вида — не менее 120 дБ.

Аппаратура обеспечивает сравнение информации с уставками, сигнализацию о превышении уставок и демонстрацию превысивших параметров на устройстве отображения информации. На вход системы подаются также сигналы общестанционных детекторов, информация которых необходима при расчете обобщенных параметров, характеризующих работу активной зоны. К ним относятся детекторы температуры в сборной камере ядерного реактора, циркуляционных петлях, детекторы давления, концентрации борной кислоты, перемещения органов регулирования и т.д.

Наличие в составе системы индивидуальных усилителей позволяет принципиально использовать ее для анализа нейтронных шумов реактора, а также включать ее в автоматическую систему управления мощности ядерного реактора.

Система ВРК реакторов фирмы Babcock and Wilcox [7, 8], имеющих 177 топливных сборок, снабжена 364 ДПЗ, расположенными в семи точках по высоте в 52 топливных сборках. В состав измерительной сборки ДПЗ (КИИ) входят семь родиевых ДПЗ, размещенных по высоте активной зоны, фоновый детектор, проходящий через всю активную зону, калибровочная трубка, а также детектор температуры и перепада давления. На некоторых реакторах имеется также система перемещающихся детекторов из гадолиния, используемая в качестве дополнительной, для определения аксиального распределения плотности потока нейтронов в центре топливныхборок.

Второй элемент системы — компьютер on line, который получает сигналы от ДПЗ, о положении стержней регулирования, расходе теплоносителя и температуре. Информация выдается в графической и табличной формах.

Система ВРК осуществляет следующие функции: непрерывный контроль за мощностью в активной зоне, вывод на дисплей информации об участках зоны с меняющимися параметрами и с максимальными и минимальными значениями мощности, непрерывный контроль за выгоранием топлива, выдача оператору сигнала о превышении заданного уровня мощности в различных участках активной зоны или периода ее изменения.

§ 4.4. Системы ВРК, включенные в систему управления мощности реактора

с Система ВРК, дающая первичную измерительную информацию и включенная в замкнутую систему управления мощности реактора, эксплуатируется на реакторе Первой АЭС с 1975 г. [9]. Структурная схема (рис. 4.8) состоит из: ДПЗ 1 типа ДПЗ-7 с длинной чувствительной части, равной высоте активной зоны реактора; входного блока 2, предназначенного для коммутации сигналов от детекторов, проверки сопротивления изоляции детектора и коммутации сигналов от имитатора детектора; блока усилителей 3, предназначенного для усиления и преобразования входных сигналов; сумматора—корректора инерционности активационных детекторов 4, предназначенного для суммирования преобразованных в блоке усилителей входных сигналов детекторов и устранения их инерционности; блока фильтров 6, предназначенного для ослабления проникающих в аппаратуру помех и наводок; задатчика мощности 8, обеспечивающего выбор оператором уровня мощности реактора; блока коммутации 7, осуществляющего выбор режима работы системы; блока питания 9; показывающих и регистрирующих приборов 5.

Аппаратура информационно-измерительной системы установлена на пульте оператора.

Блок усилителей состоит из 13 усилителей. На первом диапазоне регулирования мощности все детекторы подключены к усилителю № 13, а на втором и третьем диапазонах каждый детектор нагружен на один из двенадцати усилителей.

Блок фильтров состоит из фильтров нижних частот и заграждающего фильтра. Фильтр нижних частот имеет частоту среза 30 Гц и спад амплитудно-частотной характеристики 18 дБ/октаву. Заграждающий фильтр настроен на частоту 50 Гц и имеет коэффициент ослабления 30 дБ. Блок фильтров в полосе пропускания имеет плоскую характеристику и пропускает сигналы детектора без искажения.

В основе задатчика мощности лежит схема сравнения, выполняющая функции выдачи сигнала разбаланса, представляющего собой разность между усредненным сигналом внутризонных детекторов и сигналом, пропорциональным заданному уровню мощности; она также обеспечивает

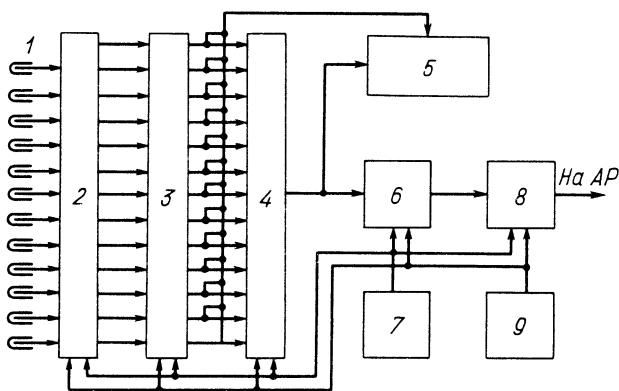
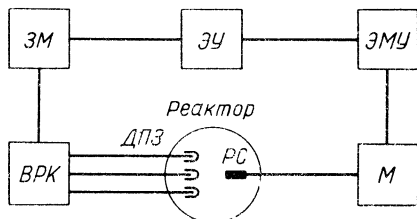


Рис. 4.8. Структурная схема системы ВРК Первой АЭС.

Рис. 4.9. Структурная схема регулятора мощности Первой АЭС.



постоянство чувствительности регулятора в регулируемом диапазоне мощностей, для чего сигнал на выходе пропорционален отношению сигнала разбаланса к заданному уровню мощности.

Блок контроля и управления осуществляет вывод информации на регистрирующие приборы, выдачу управляющих сигналов в схему регулятора мощности и коммутацию токов имитатора при проверке усилительных устройств.

Аппаратура имеет следующие ступени регулирования тепловой мощности: 0,2; 0,4; 0,8; 1; 2; 4; 10; 20; 40; 80%. Потенциометры плавной регулировки имеют коэффициент перекрытия, равный 2.

Аппаратура системы БРК через задатчик мощности (ЗМ) дает сигнал в систему управления (рис. 4.9), состоящую из электронного усилителя ЭУ, осуществляющего предварительное усиление сигнала разбаланса по напряжению; электромашинного усилителя ЭМУ, осуществляющего усиление сигналов до мощности, необходимой для управления мотора сервопривода М (для демпфирования колебательных процессов, возникающих в ЭМУ при переходных режимах, на выход ЭМУ подключен стабилизирующий трансформатор); регулирующих стержней РС. Эксплуатация системы показала, что: 1) средний (суммарный) ток детекторов в диапазоне мощности 0,05—100% номинальной линейно зависит от тепловой мощности; 2) чувствительность системы как детектора мощности реактора остается постоянной в течение, по крайней мере, трех лет эксплуатации в пределах погрешности эксперимента; 3) диапазон регулирования интегральной мощности — 0,2—125% номинальной мощности; 4) время отработки при изменении реактивности $0,15 \beta$ — 2 с; 5) точность поддержания мощности $\pm 1\%$; 6) инерционность системы измерения мощности не более $\pm 0,01$ с.

За время эксплуатации не наблюдалось отказов детекторов и аппаратуры.

Система контроля энергораспределения реакторов CANDU [10] состоит из 100 ванадиевых и 28 платиновых ДПЗ.

Сигнал ванадиевых ДПЗ образует входной массив данных для программы восстановления нейтронного поля, которая выполняется каждые 2 мин на ЭВМ, работающей в режиме on line. Результаты программы восстановления поля используют для калибровки 28 платиновых ДПЗ, сигналы которых поступают в ЭВМ для вычисления управляющих сигналов 14 локальных регуляторов мощности и нейтронного поля.

Управление заключается в выравнивании средних мощностей в каждой из 14 зон и регулировании общей мощности реактора.

Список литературы

1. Левин Г.Л., Филатов В.П. Аппаратура контроля и регистрации основных параметров активной зоны реактора. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерное приборостроение. Вып. 25. М.: Атомиздат, 1974, с. 106.

2. Левин Г.Л., Павлюк И.Ю., Филатов В.П. Помехи в измерительных цепях системы внутриреакторного контроля и методы борьбы с ними. — Там же, с. 112.

3. Система внутриреакторного контроля за распределением мощности в реакторах Билибинской АЭС/ Л.Г. Андреев, Б.Г. Дубовский, В.А. Загадкин и др. — Атомная энергия, 1976, т. 41, вып. 5, с. 354.

4. Система оперативного контроля полей энерговыделения реакторов Белоярской АЭС/ Н.Я. Куликов, Э.И. Снитко, А.М. Распутнис, В.П. Солодов. — Атомная энергия, 1976, т. 40, вып. 2, с. 152.

5. Контроль за распределением энерговыделения в большом канальном реакторе/ И.Л. Емельянов, А.В. Константинов, В.В. Постников и др. — В сб.: Опыт эксплуатации АЭС и пути дальнейшего развития атомной энергетики. Т. 2, Обнинск: Изд. ФЭИ, 1974, с. 174.

6. Унифицированная система внутриреакторного контроля реакторов типа ВВЭР/ М.Н. Голованов, В.Р. Дума, Г.Л. Левин и др. — В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерное приборостроение. Вып. 34—35. М.: Атомиздат, 1977. с. 25.

7. Robertson D. The Babcock and Wilcox fuel management data processing system. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1977, v. 19, p. 219.

8. Hassan H.A., Pailson A.E., Warren H.D. Power distribution measurements in Babcock and Wilcox reactors. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1975, v. 22, p. 645.

9. Опыт эксплуатации системы автоматического регулирования мощности реактора Обнинской АЭС с использованием сигналов внутризонных детекторов прямого заряда/ М.Г. Мительман, Н.Д. Розенблюм, В.Б. Трегубов и др. — Атомная энергия, 1979, т. 47, вып. 4, с. 244.

10. Потапенко П.Т., Дунаев В.Г., Кузнецов Н.А. Состояние и перспективы управления реакторами АЭС в Канаде. — Атомная техника за рубежом, 1977, № 12, с. 3.

Глава 5

ЗАРЯДОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ С ПРИНУДИТЕЛЬНЫМ СОБИРАНИЕМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

§ 5.1. Вакуумные камеры

Принцип действия вакуумной камеры основан на собирании под действием приложенного внешнего напряжения носителей тока (электронов), эмитируемых электродами при воздействии ионизирующих излучений. Различают нейтронные [1, 2] и гамма-чувствительные [3—7] вакуумные камеры. Механизм токообразования в вакуумных камерах описан в работах [5—7].

Рассмотрим цилиндрическую камеру, представляющую собой два коаксиальных цилиндра, разделенных вакуумным промежутком, причем длина цилиндра l значительно больше межэлектродного зазора, т.е.

$$l \gg (d_2 - d_1)/2, \quad (5.1)$$

где d_1 — внешний диаметр внутреннего цилиндра; d_2 — внутренний диаметр наружного цилиндра.

В общем случае образование носителей тока в межэлектродном пространстве камеры связано с образованием первичных носителей тока (электронов, осколков деления, α -частиц, возникающих при взаимодействии ионизирующего излучения с материалом электродов) и с вторичной эмиссией электронов, в том числе и на противоположном электроде.

В зависимости от вида первичных частиц различают вторичную электронную и ионно-электронную эмиссию.

Вторичной электронной эмиссией называется испускание телом электронов при облучении его поверхности первичными электронами. Явленно вторичной электронной эмиссии характеризуется коэффициентом σ , равным отношению тока эмитированных электронов к току падающих электронов. В потоке вторичных электронов различают упруго отраженные первичные и истинно вторичные электроны.

Однако, условно их разделяют на две группы: до 100 эВ истинно вторичные и свыше 100 эВ — отраженные.

С увеличением энергии первичных электронов коэффициент вторичной эмиссии возрастает, достигая максимума в интервале энергий 200—500 эВ, а далее монотонно убывает.

С увеличением атомного номера материала электрода σ возрастает от $\sigma = 0,5$ для Be до $\sigma = 1,7$ для Au (в максимуме). При энергии первичных электронов 1 МэВ он равен 0,2 и 0,47 соответственно. Доля быстрых электронов от общего числа эмитированных возрастает с увеличением энергии первичных электронов и атомного номера материала мишени. Практически можно считать, что при малых значениях энергии первичных электронов основную часть составляют медленные, а при значениях энергии, превышающих 0,2 МэВ, — быстрые, причем энергия отраженных электронов находится в пределах 0,5—0,8 энергии первичных.

Ионно-электронной эмиссией называется испускание телом электронов при бомбардировке поверхности ионами. Она характеризуется коэффициентом γ , равным отношению тока эмитированных к току падающих ионов. Величина γ уменьшается при очистке поверхности металла от загрязнений, но при энергиях первичных ионов больше 100 кэВ слабо зависит от свойств поверхности. В случае, когда падают ионы—осколки деления, $\gamma = 100\text{--}2000$, что позволяет при расчетах эмиссии тока практически пренебречь вкладом заряда осколков деления в токообразование вакуумных камер. Средняя энергия эмитированных электронов в этом случае — несколько электронвольт.

Введем понятие удельной чувствительности электрода по суммарной чувствительности для электродов камеры ψ . Удельная чувствительность зависит от свойств материала обоих электродов и определяется как число электронов, эмитируемых в единицу времени с единицы площади электрода под действием измеряемого излучения единичной мощности.

В отсутствие электрического поля или в случае, когда энергия эмитированных электронов E_e много больше величины eU_k , где U_k —напряжение на электродах камеры; e — заряд электрона, носители тока перемещаются от электрода к электроду, не изменяя первоначального направления движения.

Тогда ток, определяемый эмиссией с внутреннего электрода,

$$i_1 = e\psi_{12}\pi d_1 l \varphi, \quad (5.2)$$

где φ — плотность потока измеряемого излучения.

Ток, определяемый эмиссией с внешнего электрода,

$$i_2 = e\psi_{21}\pi d_2 l \eta, \quad (5.3)$$

где η — вероятность попадания электронов с внешнего электрода на внутренний:

$$\eta = \frac{\omega}{\pi} = \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{d_1}{d_2} \approx \frac{d_1}{d_2}, \quad (5.4)$$

где ω — угол между плоскостями, касательными к внутреннему цилиндру и проходящими через точку на поверхности внешнего цилиндра.

Общий ток камеры

$$i_K = i_1 - i_2 = e\pi d_1 l \varphi (\psi_{12} - \psi_{21}). \quad (5.5)$$

Если электроды выполнены из одинаковых материалов ($\psi_{12} = \psi_{21}$), ток камеры равен нулю. Таким образом, для случая электронов высокой энергии ток камеры не зависит от напряжения на электродах и определяется диаметром внутреннего электрода и соотношением величин ψ_{12} и ψ_{21} , т.е. камера работает в режиме ДПЗ.

Если внешний электрод имеет относительно внутреннего потенциал U_K , то электроны, испускаемые внутренним электродом, все переходят на внешний электрод и обусловленный ими ток во внешней цепи равен:

$$i_1 = e\pi d_1 l \psi_{12} \varphi. \quad (5.6)$$

Для электронов, эмитируемых внешним электродом, условия собирания на внутреннем электроде определяются наличием тормозящего поля и геометрической вероятностью попадания на внутренний электрод. При этом ток во внешней цепи, определяемый электронами, испускаемыми внешним электродом,

$$i_2 = e\psi_{21}\pi d_1 l A \varphi \int_0^{\pi/2} \exp(-U_K/8\cos^2\xi) \cos\xi d\xi, \quad (5.7)$$

где

$$A = \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{x}{8}\right) \sqrt{x} dx \approx 20.$$

Ток камеры

$$i_K = i_1 - i_2 = e\pi d_1 l \varphi [\psi_{12} - A \psi_{21} \int_0^{\pi/2} \exp\left(-\frac{U_K}{8\cos^2\xi}\right) \cos\xi d\xi]. \quad (5.8)$$

Если внутренний электрод имеет относительно внешнего положительный потенциал U_K , то не все электроны, эмитируемые внутренним электродом, участвуют в переносе тока. Тогда ток камеры определяется по формуле

$$i_K = \frac{e\pi d_1 l \varphi}{A} [\psi_{12} A_1 - \psi_{21} \frac{d_2}{d_1} A_2], \quad (5.9)$$

где A_1 и A_2 — функции, зависящие от напряжения на камере и ее геометрии [4, 7].

Рассмотрим общие зависимости тока камеры от ряда конструктивных и эксплуатационных факторов. В общем случае ток камеры формируется двумя группами электронов — высокоэнергетической и низкоэнергетической. Первая составляющая не зависит от напряжения, приложенного к электродам камеры, и определяется диаметром центрального электрода и высокоэнергетической составляющей удельной чувствительности электродов. Низкоэнергетическая составляющая зависит от рабочего напряжения камеры, полярности центрального электрода, а также геометрии и низкоэнергетической составляющей удельной чувствительности электродов. В случае положительного центрального электрода ток камеры выше, чем при отрицательном, и возрастает с увеличением диаметра внешнего электрода, причем насыщение наступает при более высоких потенциалах.

При отрицательном потенциале центрального электрода ток камеры не зависит от диаметра внешнего электрода.

Анализируя работу камеры, следует учесть, что сопротивление утечки может изменяться под влиянием облучения, температуры и т.д., при этом для обеспечения надежной работы необходимо обеспечить условие

$$i_{\text{ут}} \ll i_{\text{к}}, \quad (5.10)$$

где $i_{\text{ут}}$ — ток утечки.

К изоляторам вакуумной камеры предъявляются весьма жесткие требования. Они должны иметь высокое сопротивление изоляции при малых размерах, быть радиационно- и термостойкими, обеспечивать вакуумную герметизацию камеры.

Целесообразно применять вакуумные камеры в мощных полях ионизирующих излучений, соответствующих активным зонам ядерных реакторов и мощных рентгеновских и γ -облучательных установок. Именно в условиях мощных потоков реализуется преимущество вакуумных камер по сравнению с ионизационными, заключающееся в отсутствии ограничения верхнего предела измерений. (Как известно [8], ионизационные камеры имеют ограниченный верхний предел линейности, определяемый ухудшением условий собирания ионов при увеличении интенсивности облучения.)

Ограничения, связанные с сопротивлением изоляции ($R_{\text{ут}}$), ограничивают температурный диапазон работы камер величиной $\sim 400^\circ\text{C}$.

Принципиально, для исключения погрешности, обусловленной током утечки, можно применять вакуумную камеру с охранным кольцом, однако данных по разработке такого типа вакуумных камер в литературе нет.

От геометрических размеров камеры зависит ее чувствительность. Существенное влияние на воспроизводимость начальной чувствительности (идентичности) камер оказывает элементарный состав материала электродов, в том числе и состав радиатора вакуумных нейтронных камер. Важное значение имеет толщина стенок наружного электрода (корпуса) камеры. Она должна обеспечить защиту камеры от внешних электронов, удовлетворять прочностным требованиям и в то же время минимально ослаблять поток измеряемого излучения.

Инерционность вакуумных камер определяется временем собирания электронов, а также постоянной времени системы камеры — измерительное устройство. Практически можно считать вакуумную камеру безынерционным детектором.

Нейтронная вакуумная камера состоит из двух электродов, разделенных вакуумным промежутком.

В нейтронной вакуумной камере в качестве нейтроночувствительного элемента (радиатора) можно использовать элементы, которые при облучении нейтронами образуют β -активные изотопы с малым периодом полураспада (например, Rh, V, Ag), ^{10}B , дающий при облучении α -частицы и делящиеся вещества. Практически в настоящее время разрабатываются только вакуумные камеры деления (ВКД) [1, 2]. При прохождении через твердое тело (радиатор) осколки деления передают кинетическую энергию веществу радиатора. В результате выход осколков деления из радиатора сопровождается вылетом электронов с энергией порядка нескольких электронвольт. Осколки деления, пролетая вакуумный промежуток, ударяются о внешний электрод и выбивают вторичные электроны. Под действием приложенной разности потенциалов через камеру протекает ток, пропорциональный плотности потока нейтронов.

Рис. 5.1. Конструкция вакуумной камеры деления:

1 — выводной изолятор; 2 — опорные изоляторы; 3 — внутренний электрод (радиатор); 4 — внешний электрод; 5 — корпус; 6 — откачная трубка.

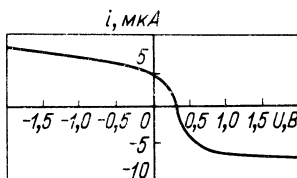
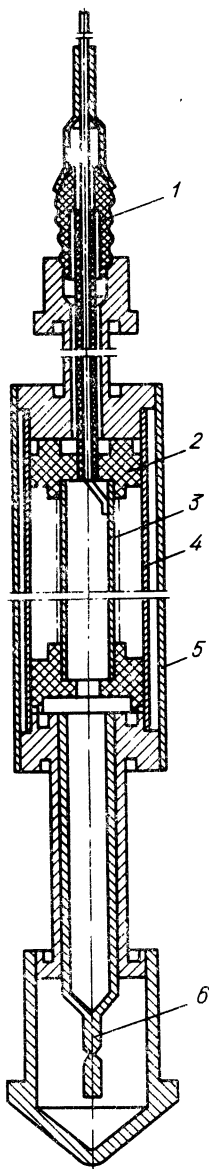


Рис. 5.2. Вольт-амперная характеристика вакуумной камеры деления.

Чувствительность ВКД определяется медленными электронами, а вольт-амперная характеристика описывается формулами (5.8) и (5.9). Вклад в ток ВКД вносят также электроны, эмитируемые из электродов под действием γ -квантов.

Электродная система ВКД (рис. 5.1) состоит из двух цилиндров диаметром 5 и 8 мм. Радиатор площадью 43 см^2 из смеси делящихся веществ нанесен электролитическим способом с плотностью $2,4 \text{ мг/см}^2$ на внешнюю сторону внутреннего электрода, который укреплен на опорных изоляторах из чистой окиси бериллия. Корпус представляет собой цилиндр наружным диаметром 10 мм. Объем ВКД 9 см^3 . Камера откачена до $0,13 \text{ Па}$. Выводной изолятор из высокоглиноземистой керамики впаян серебром в верхний фланец, изготовленный из кобальта. Все цилиндры имеют толщину стенок $0,2 \text{ мм}$.

Радиатор состоит из смеси ^{238}U , ^{232}Th , ^{235}U , которая обеспечивает компенсацию выгорания ^{235}U [9].

Вольт-амперная характеристика ВКД приведена на рис. 5.2.

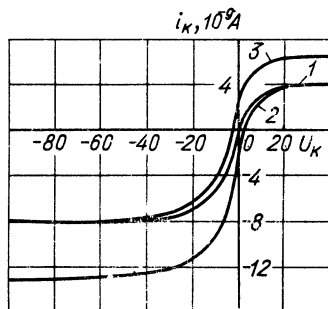
Чувствительность камеры при $U_k = 0$ равна $3 \times 10^{-19} \text{ А [нейтр./см}^2 \cdot \text{с)]}^{-1}$. При увеличении напряжения до 200 В чувствительность увеличивается в 10 раз. Расчет показывает, что для обеспечения такой чувствительности на один осколок деления должно приходиться ~ 2000 вторичных электронов.

При использовании ВКД следует иметь в виду следующие факторы:

1. Чувствительность ВКД резко меняется с изменением приложенного напряжения ($\sim 5\%/В$), что может ухудшить стабильность ее работы и требует стабилизированного источника питания.

2. Нижний предел линейности (рабочего диапазона) ограничен наличием токов утечки и влиянием γ -фона. Под воздействием γ -квантов ВКД работает как гамма-камера.

Рис. 5.3. Вольт амперные хаоактеристики вакуумных гамма-камер с электродами Al—Al (1); Al—Ni (2); Ni—Al (3).



3. Плохая идентичность ВКД требует предварительной их градуировки.

При эксплуатации камер необходимо принимать меры против возможного радиационного разогрева камер, особенно в мощных полях излучений, где их преимущество перед ионизационными камерами особенно заметно.

Основные достоинства ВКД — практическая безынерционность относительно плотности потока нейтронов и возможность работы в мощных полях нейтронов (теоретически верхний предел линейности не ограничен).

Представляет, по-видимому, интерес вопрос о работе ВКД в импульсном режиме, что принципиально позволило бы с их помощью контролировать работу реактора в весьма широком диапазоне мощности. Однако в литературе нет данных по их использованию в этом режиме.

Вакуумная гамма-камера состоит из двух электродов и разделяющего их вакуумного промежутка. При взаимодействии γ -квантов с материалом электродов с поверхности последних эмитируются носители тока (электроны). Под действием приложенной к электродам разности потенциалов через камеру протекает ток, пропорциональный плотности потока γ -квантов. Образование носителей тока в межэлектродном пространстве камеры связано с образованием комптоновских и фотоэлектронов при взаимодействии γ -квантов с материалом электродов и вторичной эмиссией электронов.

С увеличением энергии γ -квантов растет доля быстрых электронов в токе вакуумной гамма-камеры и соответственно уменьшается влияние напряжения на ее чувствительность. Очевидно также, что чувствительность камеры повышается с увеличением разности атомных номеров материалов электродов и уменьшением энергии γ -квантов.

На рис. 5.3 представлены вольт амперные характеристики гамма-камер со следующими параметрами: $l = 1$ см; $d_1 = 2$ см; $d_2 = 4$ см при мощности дозы γ -квантов $0,26$ А/кг [7]. Из рисунка видно, что чувствительность камеры возрастает, когда внешний электрод выполнен из материала с большим ψ , особенно при работе в отрицательной области вольт-амперной характеристики. Однако в этом случае напряжение насыщения возрастает. Для того чтобы напряжение питания было ниже, следует выполнять внутренний электрод из материала с большим ψ , т.е. с большим атомным номером.

Основное достоинство вакуумных гамма-камер — их безынерционность по основному токообразующему процессу и практически неограниченный верхний предел измерения. Недостаток гамма-камер — высокое рабочее напряжение, вследствие чего они имеют ограниченный нижний предел линейности (это связано с наличием тока утечки) и ограниченный температурный диапазон, что обусловлено уменьшением сопротивления изоляции и термоэлектронной эмиссией. При эксплуатации ВК следует учитывать также влияние на их чувствительность энергии γ -квантов — ход с жесткостью.

§ 5.2. Вторичноэлектронные умножители

Вторичноэлектронные умножители (ВЭУ) — это электронно-оптические устройства с вторичноэмиссионным усилением электронного потока, эмитированного с катода под воздействием излучения [10–12]. ВЭУ применяются для регистрации электромагнитного излучения с энергией свыше единиц килоэлектронвольт, электронов с энергией до нескольких десятков килоэлектронвольт, а также ионов и нейтральных частиц с энергией до нескольких мегаэлектронвольт. Основное отличие ВЭУ от обычных фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) в том, что они не имеют вакуумного защитного баллона, т.е. являются умножителями с открытым входом. Для их работы необходим высокий вакуум. В то же время эмитирующие слои катодов и динодов ВЭУ должны сохранять характеристики при соприкосновении с атмосферой воздуха.

Отсутствие разделительных устройств между источником излучения и катодом ВЭУ обеспечивает повышение эффективности регистрации, которая зависит только от характеристик катода, и расширение границ регистрируемого спектра.

Различают ВЭУ с дискретными и сплошными динодами. Конструкция ВЭУ с дискретными динодами аналогична конструкции ФЭУ [13], отличающаяся от последней наличием вакуумного баллона. Обычно используют электростатическую систему фокусировки с корытообразными динодами (см. рис. 5.4). При регистрации не очень широких пучков катодом служит первый динод. Для регистрации широких пучков используются специальные входные системы [14].

Под воздействием измеряемых излучений с катода или (при его отсутствии) с первого динода испускаются электроны. В зависимости от типа регистрируемого излучения это могут быть фотоэлектроны, комптоновские электроны, электроны вторичной электронной или ионной эмиссии. Электроны ускоряются и фокусируются приложенным к динодам электрическим полем так, что попадают на первый или следующий динод. Диноды изготавливаются из вещества, способного при бомбардировке электронами испускать вторичные электроны с коэффициентом вторичной электронной эмиссии, превышающим 1. Электроны, вылетевшие из динода, вновь ускоряются электрическим полем и направляются на следующий динод. При соударении с ним число электронов вновь возрастает.

Таким образом, если коэффициент вторичной эмиссии материалов динодов a , то коэффициент умножения

$$k = a^n,$$

где n — число динодов.

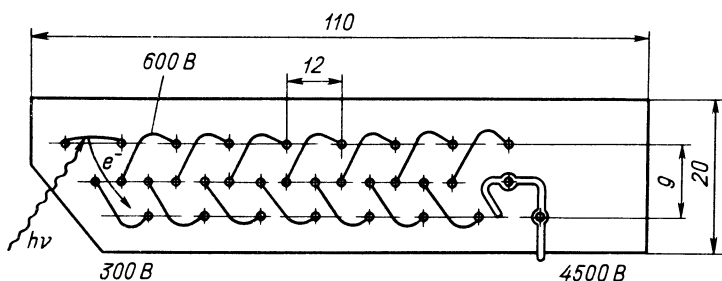


Рис. 5.4. ВЭУ с корытообразными динодами.

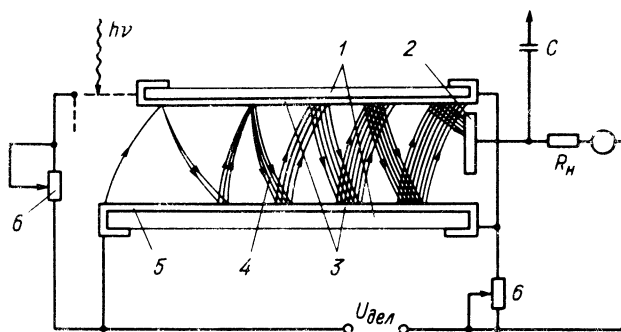


Рис. 5.5. Принципиальная схема щелевого ВЗУ:

1 — рабочая (эмиттерная) пластина; 2 — коллектор; 3 — эмитирующие и токопроводящие слои; 4 — траектория электронов; 5 — катодная область; 6 — потенциометры.

Сигнал с анода (собирающего электрода) поступает на вход регистрирующих приборов. Обычно число динодов $n = 10 \div 15$; разность потенциалов между соседними динодами 100–300 В.

Для систем с корытообразными динодами оптическая связь между коллектором и катодом мала, а расстояния между динодами достаточно большие, что обеспечивает низкий уровень фона и позволяет реализовать значительное усиление на каскад за счет увеличения напряжения, приложенного к умножителю. Однако фокусирующие свойства системы не позволяют неограниченно увеличивать число динодов.

Ввиду отсутствия вакуумного баллона в конструкциях ВЗУ используются неактивируемые материалы с низким коэффициентом вторичной эмиссии σ . Отсюда сравнительно небольшие значения коэффициентов умножения, не превышающие для ВЗУ с дискретными динодами 10^5 .

Принципиально улучшить фокусирующие свойства систем с дискретными динодами и тем самым увеличить число динодов можно, используя скрещенные электрические и магнитные поля. Однако сложность и громоздкость такой системы ограничивает ее использование в ВЗУ с дискретными динодами.

По конструктивным особенностям ВЗУ со сплошными динодами [12, 15–18] можно разделить на щелевые и каналовые. В щелевых ВЗУ (рис. 5.5) в качестве непрерывных динодов используют две стеклянные пластины, на которые нанесены слои полупроводников, выполняющие роль эмиттеров и делителей напряжения. На концы пластин подается разность потенциалов, которая, линейно возрастающая по их длине, создает поле, обеспечивающее перемещение эмитированных электронов к коллектору, а разность потенциалов между пластинами создает ускоряющее поле. Начальный участок более длинной пластины служит катодом. Электроны, эмитируемые одной пластиной, под действием поля попадают на другую пластину; с нее в результате вторичной эмиссии выбивается в σ раз больше электронов, которые под действием поля попадают на первую пластину и т.д. В том случае, если коэффициент вторичной эмиссии для всех динодов одинаков, а потери отсутствуют, общий коэффициент усиления k пропорционален σ^m , где m — число последовательных актов эмиссии. Коэффициент усиления зависит от вторичноэмиссионных свойств слоев, нанесенных на пластину, напряжения питания, длины пластины и ширины щели между пластинами. Поскольку непрерывные пластины

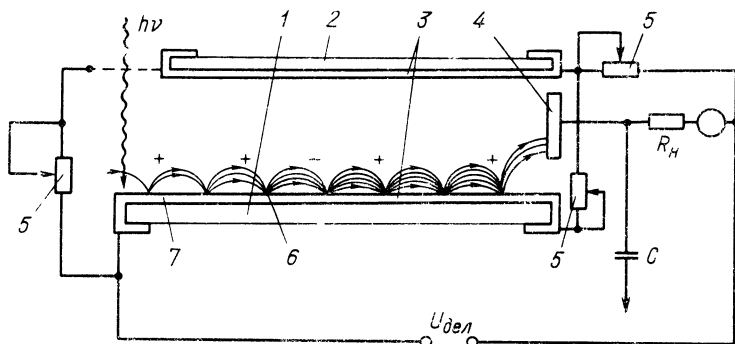


Рис. 5.6. Принципиальная схема щелевого ВЭУ с фокусировкой в скрещенных полях:

1 — рабочая пластина; 2 — вспомогательная (полевая) пластина; 3 — эмитирующий и токопроводящие слои; 4 — коллектор; 5 — потенциометры; 6 — траектории электронов; 7 — катодная область.

обеспечивают, при прочих равных условиях, большее число последовательных актов эмиссии, чем дискретные диоды, коэффициент умножения щелевых ВЭУ больше, чем ВЭУ с дискретными диодами. Для дальнейшего увеличения коэффициента умножения используют ВЭУ с фокусировкой в скрещенных полях.

В ВЭУ этого типа (рис. 5.6) кроме электрического поля имеется также магнитное, которое изменяет траекторию движения электронов так, что они возвращаются на ту же пластину, из которой вылетели. Благодаря этому траектория электронов превращается в непрерывную последовательность участков циклоиды с шагом, определяемым напряженностью полей и геометрией ВЭУ.

Каналовые вторичноэлектронные умножители (КЭУ) отличаются от щелевых тем, что вместо пластин в качестве диода используется канал, представляющий собой стеклянную трубку, внутренняя поверхность которой покрыта полупроводниковым эмитирующим электроны слоем, обладающим высоким сопротивлением $10^9 - 10^{10}$ Ом. При подаче на концы такого канала высокого напряжения градиент потенциала создает вдоль его оси электростатическое поле, обеспечивающее последовательное умножение вторичных электронов, выбиваемых из стенок.

Коэффициент усиления КЭУ зависит от напряжения питания, соотношения длины канала и диаметра (калибра), вторично-эмиссионных свойств эмитирующего слоя.

Как каналовые, так и щелевые умножители имеют два существенных недостатка — ограниченную площадь катода и наличие прямой видимости от коллектора ко входу умножителя, что делает возможной оптическую и ионную обратную связь, приводящую к росту фона. Изгиб пластин и каналов резко уменьшает обратную связь.

На работу всех типов ВЭУ оказывает существенное влияние наличие магнитных полей, поэтому конструктивное оформление ВЭУ или места его установки должно предусматривать защиту умножителя экраном. Коэффициент усиления для щелевых ВЭУ составляет $10^6 - 7 \cdot 10^7$, а для КЭУ достигает $7 \cdot 10^8$.

ВЭУ могут эксплуатироваться в двух режимах — токовом и импульсном. В токовом режиме поток электронов, эмитируемых катодом, уси-

ливается умножающей системой и регистрируется показывающим или записывающим прибором. В случае необходимости может быть использован промежуточный усилитель постоянного тока (УПТ). Коэффициент усиления умножителя k растет с увеличением числа соударений электронного потока с эмитирующими поверхностями (динодами) и с ростом коэффициента вторичной эмиссии σ . Поскольку в диапазоне энергии 200–300 эВ σ приблизительно линейно растет с увеличением энергии первичных электронов, можно считать для случая ВЭУ с дискретными динодами, что k монотонно возрастает с ростом рабочего напряжения умножителя.

В случае сплошных динодов для ВЭУ с фокусировкой в скрещенных полях при увеличении числа соударений уменьшается энергия первичных электронов и k является экстремальной функцией напряжения.

Для щелевых и каналовых ВЭУ зависимость коэффициента усиления от напряжения — также экстремальная функция напряжения.

Источник питания ВЭУ должен быть стабилизирован, так как стабильность коэффициента усиления определяется рабочим напряжением $U_{\text{дел}}$.

Темновым током ВЭУ называется ток, протекающий в анодной цепи в отсутствие облучения. Основные причины появления темнового тока: термоэмиссия с катода и динодов, токи утечки, ионная и оптическая обратная связь, автоэлектронная эмиссия, радиоактивность конструкционных материалов.

Темновой ток возрастает с увеличением рабочей температуры, напряжения $U_{\text{дел}}$ и с уменьшением работы выхода электрона из материала динодов.

Нижний предел линейности определяется темновым током, верхний предел — “утомлением” эмиттеров (динодов), пространственным зарядом в области последних каскадов умножения и изменением распределения напряжения на делителе вследствие изменения проводимости непрерывных динодов.

Работа ВЭУ в токовом режиме сопряжена с наличием существенных погрешностей, вызываемых изменением коэффициента усиления под влиянием перечисленных выше факторов. Поэтому наиболее часто ВЭУ используются в импульсном режиме.

При работе ВЭУ в импульсном режиме электроны, эмитируемые в результате единичного акта взаимодействия регистрируемой частицы с катодом, усиливаются электронным умножителем и формируют на его выходе импульсы напряжения.

Импульс от ВЭУ через предусилитель поступает на вход пересчетной схемы, которая сосчитывает каждый импульс, независимо от его амплитуды, если он превышает порог срабатывания, но не превышает максимального значения, определяемого динамическим диапазоном счетной схемы.

Основные рабочие характеристики импульсного режима — счетная характеристика; стабильность скорости счета; число фоновых импульсов.

Счетной характеристикой ВЭУ является зависимость скорости счета от напряжения питания при постоянном облучении.

Вследствие статистического характера движения электронов в умножителе и процесса вторичной эмиссии импульсы на выходе ВЭУ имеют разброс по амплитуде. Поэтому при увеличении $U_{\text{дел}}$ вследствие увеличения среднего значения коэффициента усиления все большее число импульсов имеет амплитуду, превышающую порог срабатывания, при этом скорость счета монотонно растет.

Если минимальная амплитуда импульса превышает порог срабатывания, счетная характеристика выходит на плато. Некоторый небольшой наклон плато обусловлен изменением числа импульсов фона. Плато простирается до $U_{\text{дел.}}$, соответствующего амплитуде импульса $U_{\text{макс.}}$. При большем напряжении наблюдается либо резкое возрастание фона, либо (для систем с непрерывными динодами) начинается заметное уменьшение коэффициента усиления.

Стабильность скорости счета импульсов определяется воздействием на умножитель воздуха в период, когда он не работает и не находится в вакууме, изменением условий работы ВЭУ при изменении интенсивности регистрируемого излучения и при увеличении числа сосчитанных импульсов.

По данным работы [15] при включении каналового ВЭУ в вакууме после длительного пребывания на воздухе наблюдалось уменьшение коэффициента усиления на 30% в течение первых 1,5–2 ч работы с последующим выходом на плато. Это изменение объясняется десорбцией газа с боковых поверхностей канала в результате ионной бомбардировки. В той же работе приведены данные по влиянию длительной работы, числа сосчитанных импульсов на эффективность регистрации (ϵ), которая определяется как отношение числа зарегистрированных частиц к числу частиц, падающих на детектор, а также на коэффициент усиления каналовых ВЭУ. Коэффициент усиления и эффективность регистрации уменьшаются на 50% при интегральной загрузке $\sim 10^{10}$ имп. В работе [19] предложено исключить влияние длительности работы КЭУ на эффективность регистрации выбором уровня дискриминации сигналов значительно меньше первоначальной средней амплитуды сигналов или периодическим увеличением напряжения питания поддерживать коэффициент усиления умножителя на постоянном уровне.

При изменении интенсивности облучения (частоты сигналов) до 10^4 имп/с изменение коэффициентов усиления и эффективности регистрации остается практически постоянным (не превышает $\pm 5\%$).

При дальнейшем увеличении интенсивности наблюдается уменьшение числа сосчитанных импульсов вследствие уменьшения их амплитуды при возрастании среднего тока до значений, соизмеримых с постоянной составляющей тока, текущего через полупроводниковый слой каналового ВЭУ с непрерывными динодами.

В случае, когда анодный ток, соизмеримый с током питания, шунтирует делитель напряжения, вызывая уменьшение рабочего напряжения по крайней мере на части поверхности динодов, коэффициент усиления и амплитуда импульса уменьшаются.

Причина возникновения фоновых импульсов та же, что и фоновых токов. Однако за счет повышения порога срабатывания счетной схемы влияние фона на результаты измерения может быть значительно снижено. Для современных КЭУ темновой фон не превышает 1 имп/с.

Характеристики каналового ВЭУ определяют целесообразность использования его в импульсном режиме. При работе на плато счетной характеристики результаты измерений практически не зависят от изменения коэффициента усиления в широких пределах, а изменения скорости счета сказываются значительно меньше, чем при измерении тока. Меньше также нестабильность, обусловленная влиянием воздуха на работу умножителя.

Описание серийных ВЭУ типа ВЭУ-1, ВЭУ-2, ВЭУ-4 дано в работах [20, 21]. ВЭУ-1 и ВЭУ-2 имеют открытый вход и предназначены для работы в высоком вакууме; они не имеют оболочки и регистрируют заряженные частицы и вакуумный ультрафиолет. Каждый умножитель имеет

35 жалюзийных динодов. Катодом служит первый динод из алюминия. Вход — торцевой. Анод имеет экранировку, позволяющую подключать его на вход высокоомного электрометрического усилителя. Делитель напряжения встроенный, что позволяет иметь для эксплуатации два ввода — для подачи питающего напряжения и для снятия сигнала.

Всего умножители имеют по шесть вводов, что дает возможность кроме регистрации сигнала также контролировать коэффициент усиления в режиме постоянного тока. Напряжение питания 4000 В, темновой ток $(5-20) 10^{-19}$ А, коэффициент усиления ВЭУ-1 — 10^5 , ВЭУ-2 — 10^6 .

ВЭУ-1 и ВЭУ-2 выдерживают прогрев в вакууме до 370°C в течение десятков часов, пребывание в течение нескольких месяцев на воздухе, воздействие вибраций в диапазоне частот 20–25 000 Гц с ускорением до $12g$, одиночные удары с ускорением $100g$.

Каналовый ВЭУ-4 регистрирует слабые потоки заряженных частиц и коротковолнового электромагнитного излучения и предназначен для работы в высоком вакууме. Щелевым эмиттером служит сплюснутая трубка из свинцового стекла, восстановленного в водороде. Для устранения ионной и оптической обратных связей канал изогнут. Умножитель смонтирован в керамическом корпусе напротив входного окна эмиттера с несколькими щелями для облегчения откачки внутреннего пространства. Корпус имеет три жестких вывода для подачи напряжения питания и снятия сигнала с анода. Напряжение питания распределяется внутри прибора между каналом и анодом в требуемом соотношении, что достигается размещением проводящего контакта на определенном расстоянии от выходного конца канала и исключает необходимость в отдельном источнике питания анода. Напряжение питания 4000 В, темновой ток 1 имп/мин, коэффициент усиления $(1-50) 10^7$.

Умножитель выдерживает перегрев в вакууме до 200°C , продолжительное хранение на воздухе, воздействие вибраций в диапазоне частот 30–2555 Гц с ускорением $12g$.

Список литературы

1. Малышев Е.К., Дмитриев А.Б., Белозеров В.Т. Вакуумная камера деления для регистрации нейтронов с управляемой чувствительностью. — Атомная энергия, 1969, т. 27, вып. 4, с. 347.
2. Дмитриев А.Б., Малышев Е.К. Нейтронные ионизационные камеры для реакторной техники. — М.: Атомиздат, 1975.
3. Радиационная дозиметрия. Под ред. Дж. Хайна и Г. Браунелла. М.: Изд-во иностр. лит., 1958, с. 179.
4. Иванов А.Н. Вакуумные камеры для измерения интенсивности рентгеновского излучения. — Изв. Ленинградского ордена Ленина электротехнического института им. В.И. Ульянова (Ленина), 1967, вып. 66, ч. II, с. 53.
5. Иванов А.Н. Механизм токообразования в плоских вакуумных камерах. — Там же, 1966, вып. 61, с. 43.
6. Иванов А.Н. Механизм токообразования в сферических вакуумных камерах. — Там же, 1966, вып. 62, с. 110.
7. Болекин В.И., Иванов А.Н. Механизм токообразования в цилиндрических вакуумных камерах. — Там же, 1968, вып. 64, с. 189.
8. Мительман М.Г., Дубовский Б.Г., Любченко В.Ф., Розенблюм Н.Д. Детекторы для внутриреакторных измерений энерговыделения. М.: Атомиздат, 1977.
9. Щетинин О.И., Дмитриев А.Б., Малышев Е.К. Радиаторы камер деления на трехкомпонентной смеси изотопов. — Атомная энергия, 1970, т. 28, вып. 2, с. 164.
10. Матвеев В.В., Хазанов Б.И. Приборы для измерения ионизирующих излучений. М.: Атомиздат, 1972.

11. *Тютиков А.М.* Электронные умножители открытого типа. — Успехи физ. наук, 1970, т. 100, вып. 3, с. 467.
12. *Чиннова М.А.* Каналовые умножители и приборы на их основе. Обзоры по электронной технике. — Электроника, 1969, вып. 72, № 141, с. 8.
13. *Соболева Н.А., Берковский А.Г., Чечик Н.О., Елисеев Р.Е.* Фотоэлектронные приборы. М.: Наука, 1965.
14. *Тютиков А.М.* Электронный умножитель открытого типа с катодом в виде жалюзи. — Приборы и техника эксперимента, 1963, № 1, с. 118.
15. *Коваленко В.Г., Поленов Б.В.* Характеристики узлов детектирования заряженных частиц с каналными умножителями. — Приборы и техника эксперимента, 1971, № 6, с. 59.
16. *Айнбунд М.Р., Коваленко В.Г., Колосов Ю.А., Поленов Б.В.* Умножители с непрерывным динодом для регистрации заряженных частиц. — Электронная техника, 1970, сер. 4, вып. 4, с. 47.
17. *Щелевые каналовые электронные умножители/ М.Г. Айнбунд, Г.С. Вильдгрубе, Н.В. Дунаевская и др.* — Электронная техника, 1973, сер. 4, вып. 6, с. 3.
18. *Каналовый вторичноэлектронный умножитель/ М.Р. Айнбунд, Г.С. Вильдгрубе, Н.В. Дунаевская и др.* — Приборы и техника эксперимента, 1975, № 1, с. 269.
19. *Frank L.A., Henderson N.K., Swisher R.L.* Degradation of Continuous Channel Electron Multipliers in a Laboratory Operating Environment. — The Review of Scientific Instruments, 1969, v. 40, N 5, p. 685.
20. *Айнбунд М.Р., Вильдгрубе Г.С., Дунаевская Н.В., Колосов Ю.А.* Каналовый вторичноэлектронный умножитель. — Приборы и техника эксперимента, 1973, № 1, с. 276.
21. *Айнбунд М.Р., Вильдгрубе Т.С., Дунаевская Н.В.* Вторичноэлектронные умножители. — Электронная промышленность, 1973, № 9, с. 31.
22. *Гальперин Ю.И., Горн Л.С., Хазанов Б.И.* Измерение радиации в космосе. М.: Атомиздат, 1972.

О Г Л А В Л Е Н И Е

Предисловие	3
Введение	4
<i>Глава 1.</i> Детекторы прямого заряда	5
§ 1.1. Принцип действия и основные элементы конструкции	5
§ 1.2. Нейтронные ДПЗ	12
§ 1.3. Гамма-ДПЗ	21
§ 1.4. ДПЗ для измерения заряженных частиц	23
Список литературы	26
<i>Глава 2.</i> Эксплуатационные характеристики нейтронных ДПЗ	27
§ 2.1. Условия эксплуатации ДПЗ	27
§ 2.2. Использование ДПЗ в полях полиэнергетических нейтронов	27
§ 2.3. Выгорание, ресурс работы ДПЗ	30
§ 2.4. Токи линии связи	32
§ 2.5. Линейность ДПЗ	34
§ 2.6. Погрешности измерения при работе ДПЗ в переменном режиме	38
§ 2.7. Влияние электромагнитных помех на работу ДПЗ	43
Список литературы	43
<i>Глава 3.</i> Конструкция нейтронных ДПЗ	44
Список литературы	50
<i>Глава 4.</i> Использование ДПЗ в системах ВРК	51
§ 4.1. Требования к измерительной системе, определяемые свойствами ДПЗ	51
§ 4.2. Системы ВРК, дающие первичную измерительную информацию	56
§ 4.3. Системы ВРК, дающие советы оператору	56
§ 4.4. Системы ВРК, включенные в систему управления мощности реактора	62
Список литературы	63
<i>Глава 5.</i> Зарядовые детекторы с принудительным собиранием заряженных частиц	64
§ 5.1. Вакуумные камеры	64
§ 5.2. Вторичноэлектронные умножители	70
Список литературы	75

**Михаил Григорьевич Мительман
Наталья Дмитриевна Розенблюм**

ЗАРЯДОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

*Редактор Г.В. Чернышова
Художественный редактор А.Г. Кирьянов
Обложка художника В.Ф. Громова
Технический редактор Г.Н. Лядухина
Корректор З.Б. Драновская
Оператор Л.А. Архангельская
ИБ № 826*

Набор выполнен в Энергоиздате на Композере ИБМ-82. Подписано в печать 03.12.81. Т-29886. Формат 60 x 90 1/16. Бумага офсетная № 2. Печать офсетная. Усл. печ. л. 5,00. Уч.-изд.л. 5,87. Тираж 1000 экз. Заказ 917. Цена 30 к.

Энергоиздат, 113114 Москва М-114, Шлюзовая наб., 10

Московская типография № 9 Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
109033 Москва Ж-33, Волочаевская ул., 40

УВАЖАЕМЫЕ ЧИТАТЕЛИ!

**ЭНЕРГОИЗДАТ предлагает Вашему вниманию книгу,
выходящую в свет в 1983 году:**

Акопов В.С., Мыррин Ю.Н., Постников В.И. Обеспечение эффективных средств радиационного контроля. — 10 л., ил. — 50 к.
3000 экз. (IV кв.) .

Книга посвящена актуальной проблеме — поиску радиационных технических решений: оптимальных параметров, производительно-сти, конструктивных и эксплуатационных характеристик в процессе проектирования радиационных средств контроля. Создание новых систем контроля основано на планировании технического уровня, определении и прогнозировании затрат с помощью стоимостных моделей, выборе предпочтительных решений и оценке их эффективности с последующей оптимизацией. Предложенная система проектирования позволяет повысить качество и сократить время и затраты на проведение научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ. Она является приемлемой для широкого класса изделий радиационной техники.

Для инженерно-технических работников НИИ и предприятий, аспирантов, занимающихся вопросами проектирования новой техники.

УВАЖАЕМЫЕ ЧИТАТЕЛИ!

**ЭНЕРГОИЗДАТ предлагает Вашему вниманию книгу,
выходящую в свет в 1983 году:**

Кулаков Г.В., Малышев Е.К., Щетинин О.И. Вакуумные детекторы излучения. — 6 л., ил. — 30 к. 5000 экз. (III кв.).

Описаны принципы действия вакуумных детекторов. Приводятся модели и экспериментальные результаты, подтверждающие их адекватность. Проанализированы результаты экспериментов и модельных расчетов, касающиеся особенностей работы и оптимизации конструкций. Даны характеристики вакуумных детекторов нейтронов (спектральная чувствительность, быстродействие и т.д.). Описана технология производства (газовыделение конструкционных материалов, методы контроля и поддержания вакуума в детекторах в процессе изготовления и эксплуатации). Приведены результаты применения вакуумных детекторов в реакторах, на мощных импульсных рентгеновских установках.

Рассчитана на инженерно-технических работников.

Приобрести эти книги можно во всех магазинах, распространяющих научно-техническую литературу.

