

График функций избирательности F_5 и F_9 различных нейтронных методов активного неразрушающего анализа ($^{239}\text{Pu} + ^{235}\text{U}$)-смеси при нейтронном облучении образцов: *a* — метод мгновенных нейтронов при $E_{n1} = 5$ кэВ, $E_{n2} = 750$ кэВ, $a_1/a_2 = 1,5$, $a_4/a_3 = 1,74$, $D = 2,61$; *б* — метод запаздывающих нейтронов при $E_{n1} = 5$ кэВ, $E_{n2} = 750$ кэВ, $a_1/a_2 = 4,63$, $a_4/a_3 = 0,566$, $D = 2,61$; *в* — метод отношения нейтронов деления при облучении одной и той же энергией: — — — $E_n = 5$ кэВ, $a_1/a_2 = 4,63$, $a_4/a_3 = 0,665$, $D = 3,08$; — — — $E_n = 750$ кэВ, $a_1/a_2 = 1,77$, $a_4/a_3 = 1,74$, $D = 3,08$; — · — · — $E_n = 14$ МэВ, $a_1/a_2 = 1,8$, $a_4/a_3 = 1,34$, $D = 2,44$; *г* — метод отношения при облучении разной энергией: $E_{n1} = 5$ кэВ (запаздывающие нейтроны), $E_{n2} = 750$ кэВ (мгновенные нейтроны), $a_1/a_2 = 4,63$, $a_4/a_3 = 1,74$, $D = 8,07$

чений. Рассматриваемый диапазон энергии нейтронов и γ -квантов источников излучения составлял соответственно: $E_n = 1$ кэВ — 14 МэВ, $E_\gamma = 5$ —10 МэВ. Методы, основанные на резонансном характере энергетической зависимости сечений нейтронов в эпитепловой области их энергии $E_n = 0,1$ — 1000 эВ (методы свинцового спектрометра по времени замедления, резонансного пропускания и др.), в работе не обсуждались. Значения F_5 , F_9 были вычислены в интервале соотношений компонентов m_9/m_5 , $m_3/m_5 = 0$ — 2 (табл. 1,2). Для иллюстрации на рисунке даны графики функций F_5 (1) и F_9 (2) для различных методов анализа ($^{239}\text{Pu} + ^{235}\text{U}$)-смеси при нейтронном облучении образцов.

Из рассмотрения табл. 1 следует, что в диапазоне $m_9/m_5 = 0,2$ —1, соответствующем выгоранию ~ 10 —40 кг/т U, для определения обоих компонентов ($^{239}\text{Pu} + ^{235}\text{U}$)-смесей предпочтителен вариант (б) метода отношения, при котором образец облучают нейтронами или γ -квантами двух различных энергетических спектров, либо метод запаздывающих нейтронов фотоядерных реакций. Наибольшую избирательность к ^{239}Pu имеет также вариант (б) метода отношения и метод мгновенных нейтронов при фотонном облучении. По отношению к ^{235}U приемлемую избирательность имеют почти все методы. В случае ($^{239}\text{U} + ^{235}\text{U}$)-смесей рассматривались методы с использованием нейтронного облучения. Данные табл. 2 свидетельствуют о том, что методы мгновенных и запаздывающих нейтронов не пригодны для анализа этих смесей. Избирательные характеристики обоих вариантов метода отношения говорят о принципиальной возможности его применения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фролов В. В. Ядерно-физические методы контроля деющихся веществ. М., Атомиздат, 1976.
2. Krinninger H., Wiesner S., Faber C.— Nucl. Instr. Meth., 1969, v. 73, N 1, p. 13.
3. Шереметьев А. К.— Атомная энергия, 1978, т. 44, № 5, с. 455.
4. Bramblett R. e.a.— Nucl. Technol., 1972, v. 13, N 1, p. 33.

Поступила в Редакцию 20.08.80

УДК 621.384.326.22.536

Пироэлектрические детекторы импульсов тормозного излучения

СТРАКОВСКАЯ Р. Я., КРЕМЕНЧУГСКИЙ Л. С.

Использование в народном хозяйстве импульсных ускорителей определяет необходимость метрологического обеспечения источников импульсного ионизирующего излучения. В качестве первичных преобразователей перспективны пироэлектрические детекторы (ПД), обладающие быстро-

действием, высокой радиационной стойкостью и большим динамическим диапазоном. Принцип их действия основан на абсолютных измерениях, позволяющих проводить калибровку в оптическом диапазоне длин волн, где метрологическое обеспечение базируется на фундаментальных законах

излучения черных тел. На выходе ПД выделяется электрический сигнал, удобный для дальнейшей обработки информации. Методы детектирования γ -излучения, основанные на пирозлектрическом эффекте, и теория работы ПД как детектора поглощенной дозы рассмотрены ранее [1].

В настоящей работе изучается возможность использования ПД как дозиметра экспозиционной дозы при регистрации импульсов тормозного излучения ускорителей (направленного потока) большой интенсивности и малой длительности.

Расчет реакции ПД на воздействие импульса ионизирующего излучения выполнен при следующих условиях.

1. ПД рассматривается как дозиметр экспозиционной дозы. При этом показания его легко сравнивать с данными других типов детекторов.

2. Предполагается, что чувствительный элемент при поглощении проникающего излучения равномерно прогревается и ПД является системой с сосредоточенными параметрами [2]. При этом нагрев и охлаждение ПД описываются уравнением теплового баланса.

3. Рассматривается случай измерения импульсов малой длительности, когда теплопотери в момент действия излучения можно пренебречь и условия работы детектора считать квазиadiабатическими.

4. Принимается, что эквивалентная схема детекторной цепи состоит из емкости детектора C_0 и нагрузочного сопротивления R , параллельно подключенных к генератору пирозлектрического тока $i_r(t)$.

Учитывая условия 1 и 2, уравнение теплового баланса для ПД можно записать так:

$$C \frac{dT}{dt} = \Delta W(t), \quad (1)$$

где C — теплоемкость ПД; dT/dt — изменение его температуры во времени; $\Delta W(t)$ — поток энергии излучения, поглощенный в детекторе.

В соответствии с условием (1) выразим $\Delta W(t)$ через экспозиционную дозу D [3—5]. Тогда уравнение (1) после преобразований принимает вид

$$\frac{dT}{dt} = \frac{K}{c_{уд}} \frac{\mu_{kmz}}{\mu_{kmv}} \frac{1 - \exp(-\mu d)}{\mu d} \frac{dD}{dt}, \quad (2)$$

где K — средняя энергия ионообразования в воздухе, равная 33,7 Дж/Кл; $c_{уд}$ — удельная теплоемкость ПД, Дж/(кг·К); μ_{kmv} , μ_{kmz} — массовые коэффициенты передачи энергии для воздуха и материала детектора; μ — коэффициент ослабления; d — толщина ПД; dD/dt — мощность экспозиционной дозы, А/кг.

Функция

$$f(E_\gamma) = \frac{\mu_{kmz}}{\mu_{kmv}} \frac{1 - \exp(-\mu d)}{\mu d} \quad (3)$$

характеризует спектральную чувствительность детектора (E_γ — энергия γ -квантов).

При изменении температуры детектора, выраженной формулой (2), появляется пирозлектрический ток:

$$i_{п}(t) = -A\gamma \frac{dT}{dt}, \quad (4)$$

где γ — пирозлектрический коэффициент, характеризующий величиной заряда, который выделяется на обкладках детектора единичной площади при нагреве на 1° .

Из условия 4, а также с учетом выражений (2) — (4) можно так записать уравнение электрической цепи:

$$\frac{dU}{dt} + \frac{U}{\tau_a} = \frac{A\gamma K}{C_0 c_{уд}} f(E_\gamma) \frac{dD}{dt}, \quad (5)$$

где U — напряжение на выходе схемы детектирования; $\tau_a = RC_0$.

Уравнение (5) имеет следующее решение:

$$U(t) = \frac{A\gamma K}{C_0 c_{уд}} \exp(-t/\tau_a) \int_0^t \frac{dD}{d\theta} \exp(\theta/\tau_a) d\theta. \quad (6)$$

Если функция $dD/d\theta$ изменяется медленнее функции $\exp(\theta/\tau_a)$, что происходит, когда τ_a значительно меньше длительности действующего импульса излучения $t_{имп}$, уравнение (6) имеет вид

$$U(t) = \frac{A\gamma K R}{c_{уд}} f(E_\gamma) \frac{dD}{dt} \text{ при } t_a \ll t_{имп}. \quad (7)$$

Если $\tau_a > t_{имп}$, то происходит интегрирование импульса излучения. В режиме интегрирования

$$U(t) = \frac{A\gamma K}{C_0 c_{уд}} f(E_\gamma) D(t), \quad (8)$$

а амплитудное значение пиросигнала U_0 пропорционально суммарной дозе за импульс D_0 :

$$U_0 = \frac{A\gamma K}{C_0 c_{уд}} f(E_\gamma) D_0. \quad (9)$$

Полярность сигнала зависит от направления полярной оси кристалла.

Из выражений (2) и (4) можно определить коэффициент преобразования ПД S_0 .

$$S_0 = \frac{A\gamma K}{c_{уд}} f(E_\gamma) \text{ Кл}/(\text{Кл} \cdot \text{кг}^{-1}), \quad (10)$$

который равен величине пирозлектрического заряда, выделившегося на единицу экспозиционной дозы. Для ПД S_0 определяется параметрами пироматериала. Для площади электродов $A = 1 \text{ см}^2$ $S_0 = 10^{-9} \text{ Кл}/(\text{Кл} \cdot \text{кг}^{-1})$. Коэффициент преобразования является также крутизной амплитудной характеристики детектора. Нелинейность амплитудной характеристики связана с температурной зависимостью коэффициента $\gamma(T)$, который повышается с ростом температуры (амплитудная характеристика линейна). Если рабочий диапазон температуры расположен вдали от точки фазового перехода, то γ слабо зависит от температуры для многих пирозлектриков. Поэтому динамический диапазон весьма широк при заданном коэффициенте нелинейных искажений. Например, для

керамики титаната бария γ увеличивается на 10% при $\Delta t = 20^\circ$ (от 20 до 40°). Перегрев детектора на 20° соответствует дозе $\sim 10^2$ Кл/кг в адиабатическом режиме. При регистрации ряда импульсов следует учитывать смещение температурной рабочей точки детектора для расчета нелинейных искажений.

Коэффициент преобразования по мощности дозы ПД в дифференциальном режиме определяется из формулы (7)

$$S_1 = \frac{A\gamma K}{c_{уд}} f(E_\gamma) R \text{ В}/(\text{А} \cdot \text{кг}^{-1}); \quad (11)$$

коэффициент преобразования по дозе в интегральном режиме из формулы (8)

$$S_2 = \frac{A\gamma K}{C_0 c_{уд}} f(E_\gamma) \text{ В}/(\text{Кл} \cdot \text{кг}^{-1}). \quad (12)$$

Коэффициент S_1 прямо пропорционален R и может изменяться в широких пределах. При согласованной нагрузке (50 Ом) S_1 минимален и равен $\sim 10^{-7}$ В/(А·кг⁻¹). Максимальное значение S_1 определяется максимальным значением R , при котором еще сохраняется неравенство (7). Например, для импульсов миллисекундного диапазона длительностей $S_1 = 10^{-1}$ В/(А·кг⁻¹). Коэффициент преобразования по дозе S_2 при измерении интегральной дозы в импульсе обратно пропорционален емкости детектора C_0 . Максимальное значение чувствительности ограничено емкостью ($C_0 + C_K$), где C_K — емкость кабеля.

Из анализа работы пироэлектрического детектора следует, что емкость следует выбирать малой, а сопротивление большим. Если $R = 50$ Ом, то из неравенства (7) определяется C_0 :

$$C_0 < t_{имп}/R. \quad (13)$$

Для наносекундного диапазона длительностей импульсов емкость не должна превышать десятка пикофард, в связи с чем следует применять детекторы поперечного типа.

Временное разрешение ПД определяется физическим и схемотехническим факторами. Физическое ограничение быстродействия детектора обусловлено скоростью установления поляризации. В наносекундном диапазоне скорость установления поляризации еще не влияет на временное разрешение [6]. Практически быстродействие ограничивается временем формирования сигнала. Импульсной характеристикой цепи, состоящей из генератора тока, нагруженного на RC -цепь, является функция вида $\exp(-t/\tau_a)$. Таким образом, временное разрешение пироэлектрического детектора определяется значением τ_a и ширина импульсной характеристики на уровне $0,1 \tau_{0,1} = 2,3 \tau_a$.

Спектральная характеристика детектора (зависимость коэффициента преобразования от энергии γ -квантов) описывается функцией $f(E_\gamma)$ — формулой (3) — и определяется отношением коэффициентов передачи энергии и ослаблением излу-

чения в детекторе. Если детектор достаточно тонкий, т. е. $\mu d \ll 1$ и детектор воздушноэквивалентен по атомному номеру, то коэффициент преобразования не изменяется. Для детекторов значительной толщины, размеры которых не позволяют пренебречь ослаблением первичного излучения, требуется учитывать влияние второго множителя, который уменьшается по мере роста толщины или уменьшения энергии излучения. Так как пироэлектрические материалы обладают атомным номером большим, чем воздух, то практически спектральная характеристика определяется соотношением коэффициентов передачи энергии (первый множитель). Однако рост показаний при низкой энергии частично компенсируется за счет ослабления излучения (влияние второго множителя). Расчеты показали, что в широком диапазоне энергии от 0,2 до 10 МэВ функция $f(E_\gamma)$ слабо изменяется для элементов со средним атомным номером. Для измерения в диапазоне энергии менее 0,2 МэВ требуется изготовление специальных пироэлектрических воздушноэквивалентных композиций.

При взаимодействии тормозного излучения с детектором помимо нагрева и соответствующего ему пироотклика возникает поток комптон-электронов, которые индуцируют заряд на обкладках детектора. Ток, индуцируемый во внешней цепи детектора потоком комптон-электронов, равен [3].

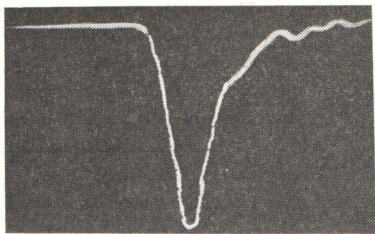
$$i_K(t) = \frac{AR_e K \overline{\cos \alpha} \rho_Z}{\overline{E_e}} \frac{\mu_{kmz}}{\mu_{kmv}} \frac{1 - \exp(-\mu d / \cos \theta)}{\mu d / \cos \theta} \cos \theta, \quad (14)$$

где $\overline{E_e}$ — средняя энергия комптон-электронов; R_e — их пробег; $\overline{\cos \alpha}$ — средний угол отклонения комптон-электрона от направления движения γ -кванта; $\cos \theta$ — угол падения потока γ -квантов на плоскопараллельный конденсатор (детектор).

Таким образом, помимо пироэлектрического тока, пропорционального мощности дозы излучения, в цепи детектора течет индуцированный ток i_K , пропорциональный плотности потока частиц. При разработке детектора эту составляющую тока следует исключить или уменьшить до минимума.

Значение индуцированного тока i_K зависит от угла падения пучка γ -квантов на детектор; оно максимально при нормальном падении излучения на плоскость электродов детектора ($\cos \theta = 1$) и по порядку величины может соответствовать пироэлектрическому току i_P . При облучении детектора с торца индуцированный ток обращается в нуль ($\cos \theta = 0$) или становится весьма незначительным. Поэтому для гамма-детекторов в целях уменьшения комптон-эффекта целесообразно применять пироэлементы поперечного типа.

Для измерения излучения ускорителя типа РИУС-5 [7], генерирующего одиночный импульс электронного излучения амплитудой 10 кА, энер-



Осциллограмма импульса напряжения пироэлектрического детектора: $x = 20$ нс/дел., $y = 20$ мВ/дел.

гией 3 МэВ и длительностью 30 нс, использовали ПД из керамики титаната бария (ТБК-3) и цирконата-титаната свинца (ЦТС-19). Средняя энергия тормозного излучения 0,7 МэВ, доза в импульсе в пределах 100—1000 Р ($1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$). Дозу в импульсе контролировали интегральным дозиметром. Форму импульса излучения регистрировали штатным сцинтилляционным прибором.

Детекторы ПД устанавливали вблизи выпускного окна ускорителя и танталовой мишени в экранированной камере. Сигнал передавался по коаксиальному кабелю. Расстояние от экранированной камеры, где расположен детектор, до измерительной аппаратуры ~ 10 м. Сигнал ПД регистрировался запоминающим осциллографом С8-12 с длительностью развертки от 10 нс и фотографировался. Из керамики типа ЦТС-19 были изготовлены низкоемкостные детекторы поперечного типа (дифференциальные дозиметры) для измерения импульсов наносекундного диапазона, из керамики типа ТБК-3 — высокоемкостные детекторы продольного типа (интегральные дозиметры) для измерения интегральной дозы в импульсе.

В таблице приведены значения S_1 и S_2 , полученные экспериментально для дифференциальных и

Коэффициенты преобразования ПД

Пиковая мощность дозы, 10^{-6} А/кг	Дифференциальный ПД		Интегральный ПД	
	$S_1^* \cdot 10^7 \text{ В/(А} \times \text{кг}^{-1})$		$D_0 \cdot 10^2 \text{ Кл/кг}$	$S_2^*, \text{ В/(Кл} \cdot \text{кг}^{-1})$
1,4	1,67	1,48	5,4	9,7 4,7
1,5	1,08	1,48	6,6	11,2 4,7
1,7	0,81	0,68	1,9	7,7 4,7
2,5	0,93	0,68	5,2	12,4 4,7
0,6	1,62	1,70	5,7	10,8 4,7
0,3	1,24	1,70	—	— —

* Первое число — эксперимент, второе — расчет.

интегральных дозиметров. Расчетные значения S_1 и S_2 по формулам (11) и (12) были вычислены при следующих значениях параметров: для детекторов поперечного типа из керамики ЦТС-19 — $c_{уд} = 0,54 \text{ Дж/(г} \cdot \text{К)}$, $\gamma = 2,7 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/(м}^2 \cdot \text{К)}$; $R = 75 \text{ Ом}$; для детекторов продольного типа из керамики ТБК-3 — $c_{уд} = 0,50 \text{ Дж/(г} \cdot \text{К)}$, $\gamma = 2 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/(м}^2 \cdot \text{К)}$, $C_0 = 2 \cdot 10^{-9} \text{ Ф}$. Значения коэффициентов ослабления и поглощения были взяты для энергии γ -квантов 0,7 МэВ [4].

Осциллограмма импульса напряжения пироэлектрического детектора с временным разрешением ~ 10 нс приведена на рисунке. Длительность импульса на середине высоты и длительность переднего фронта соответствуют данным быстрого сцинтилляционного детектора, показания которого регистрировались другим осциллографом (СУР-1). В отличие от импульса сцинтилляционного детектора задний фронт импульса ПД волнистый, что связано, по всей вероятности, с акустическими колебаниями.

Результаты испытаний ПД показали, что экспериментальный коэффициент преобразования совпадает с расчетным по порядку величины. Показания дифференциальных дозиметров ближе к расчетным, чем показания интегральных ПД, которые выше расчетных. Расхождение между экспериментальными и расчетными данными для дифференциальных дозиметров связано со значительным разбросом образцов по пироэлектрическому коэффициенту (до 40%), а завышенные показания интегральных дозиметров обусловлены значительным вкладом индуцированного тока комптон-электронов, поскольку последние могут быть существенными для дозиметров продольного типа. Результаты настоящих исследований показали перспективность применения ПД для дозиметрии импульсного излучения малой длительности и высокой интенсивности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кременчугский Л. С., Страковская Р. Я. — Атомная энергия, 1976, т. 41, вып. 3, с. 190.
2. Кременчугский Л. С. Сегнетоэлектрические приемники излучения. Киев, Наукова думка, 1971.
3. Иванов В. И. Курс дозиметрии. М., Атомиздат, 1970.
4. Сторм Э., Исраэль Х. Сечение взаимодействия гамма-излучения. М., Атомиздат, 1971.
5. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Вып. 1. М., Атомиздат, 1969.
6. Альбинов З. А., Веретеников А. И., Козлов О. В. Детекторы импульсного ионизирующего излучения. М., Атомиздат, 1978.
7. Алтынцев А. Т., Коротеев В. И. — ЖТФ, 1974, т. 44, вып. 6, с. 1228.

Поступила в Редакцию 09.06.80