

## КОМБИНИРОВАННЫЙ $\gamma$ -НЕЙТРОННЫЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ КОНТРОЛЯ ДЕЛЯЩИХСЯ ВЕЩЕСТВ С ПОМОЩЬЮ ИМПУЛЬСНОГО ФОТОЯДЕРНОГО МЕТОДА

© 2011 г. А. М. Бакаляров, М. Д. Каретников, В. И. Лебедев, Г. В. Мурадян, Г. В. Яковлев, В. Г. Бондур\*, В. А. Макаров\*, А. Б. Мурынин\*

*РНИЦ “Курчатowskiй Институт”*

*Россия, 123182, Москва, пл. И.В. Курчатова*

*\*НЦ аэрокосмического мониторинга “Аэрокосмос”, Москва*

Поступила в редакцию 15.07.2010 г.

Информационным излучением при использовании фотоядерного метода для обнаружения делящихся веществ являются мгновенные и запаздывающие нейтроны и вторичные  $\gamma$ -кванты. В связи с высокой стоимостью детекторов и сложностью их размещения вокруг контейнера желательна регистрация информационного излучения одними и теми же детекторами. Предложена конструкция многослойного  $\gamma$ -нейтронного детектора и оценено влияние толщины слоев на эффективность регистрации. Показана возможность уменьшения фона от мгновенных нейтронов при регистрации  $\gamma$ -излучения путем выбора временного окна регистрации.

### ВВЕДЕНИЕ. ФОТОЯДЕРНЫЙ МЕТОД КОНТРОЛЯ ДЕЛЯЩИХСЯ ВЕЩЕСТВ

В настоящее время в России и за рубежом активно развивается импульсный фотоядерный метод для контроля сильноэкранированных делящихся веществ (д. в.) [1–3]. Метод основан на облучении объектов контроля импульсным потоком высокоэнергетичного тормозного излучения и регистрацией ответного нейтронного и вторичного  $\gamma$ -излучения из д. в. Д.в. характеризуются существенно меньшим порогом фотоядерных реакций по сравнению с большинством химических элементов, входящих в состав конструкционных материалов и бытовых веществ, что позволяет при соответствующем выборе энергии тормозного излучения обеспечить хорошее отношение эффект/фон в отличие от многих других  $\gamma$ -нейтронных методов контроля [4]. Кроме того, фотоядерный метод имеет следующие дополнительные преимущества:

- возможность обнаружения д.в. в легальных посылках с радиоактивными изотопами практически любой активности;
- возможность одновременного выявления пространственного расположения подозрительных предметов и их потенциальной экранировки;
- высокую чувствительность обнаружения не-излучающих специальных неядерных материалов таких, как тяжелая вода, литий-6, бериллий;
- низкую активацию содержимого контейнера без ухудшения потребительских свойств контролируемых объектов.

Основные элементы установки для контроля д.в. фотоядерным методом представлены на рис. 1. Импульсный электронный пучок выходит из ускорителя и преобразуется конвертером (тонкой ( $0.5\text{--}2\text{ г/см}^2$ ) металлической пластиной с большим атомным номером) в поток тормозного излучения. Фильтр (толстая ( $5\text{--}10\text{ г/см}^2$ ) пластина из легкого металла) задерживает оставшиеся электроны, и в направлении контейнера испускается, в основном, тормозное излучение. Коллиматор формирует остронаправленный пучок тормозного излучения для локализации чувствительного материала и снижения уровня фона. Детекторы регистрируют ответное (информационное) излучение из контейнера. Характерные параметры электронного пучка: энергия 8–14 МэВ, импульсный ток 50–100 мА, длительность импульса 1–2 мкс, частота повторения 20–100 Гц [1–3].

Наиболее полно возможности фотоядерного метода при контроле д.в. в сильноэкранированных объектах либо тормозным излучением с максимальной энергией  $E_m < 10\text{ МэВ}$  с регистрацией мгновенного  $\gamma, n$ -излучения, либо тормозным излучением более высокой энергии (12–16 МэВ) с регистрацией запаздывающих нейтронов в силу следующих обстоятельств [1, 2, 5].

1) Степень ослабления при прохождении нейтронов и фотонов зависит от ядерно-физических свойств вещества. Фотоны имеют большой пробег в водородосодержащих веществах (жидкие и твердые органические вещества), однако сильно поглощаются тяжелыми металлами (железо, сви-

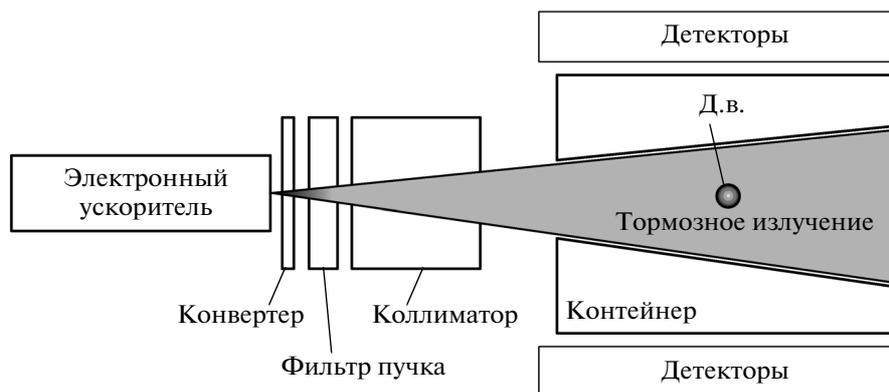


Рис. 1. Основные элементы установки для обнаружения д.в. фотоядерным методом.

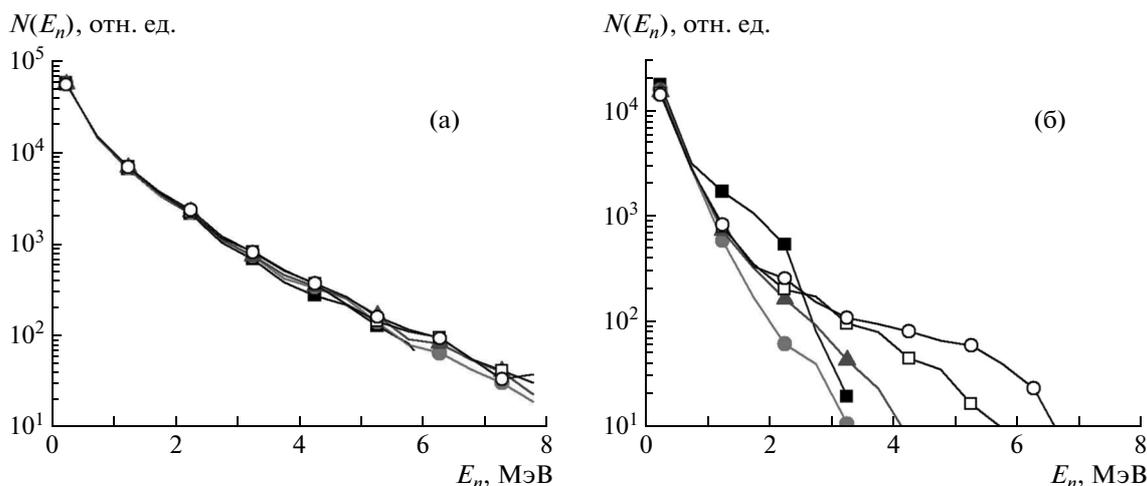


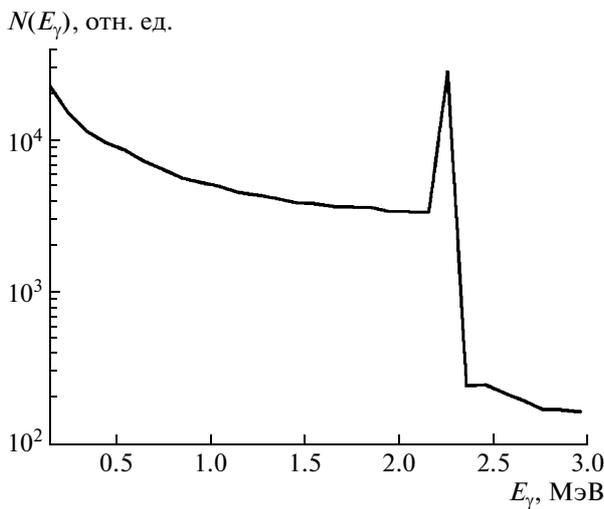
Рис. 2. Расчетный спектр нейтронов эффекта (а) и фона (б), выходящих из контейнера, при облучении тормозным излучением контейнера, заполненного железом, при различной энергии электронного пучка.

нец). Нейтроны же имеют большой пробег в конструкционных металлах, но сильно рассеиваются и поглощаются водородосодержащими веществами.

2) При зондировании д.в. тормозным излучением с энергией  $E_m > 6$  МэВ испускаются мгновенные нейтроны. Спектр нейтронов от д.в. существенно более жесткий, чем из неделящихся веществ, поскольку в нем значительную долю составляют высокоэнергетичные нейтроны деления. Сравнение спектров фотонейтронов из  $^{235}\text{U}$  и железа приведено на рис. 2а, б. Количество зарегистрированных нейтронов, обусловленных наличием д.в. (эффект), и отношение эффект/фон зависит наполнения контейнера. Наибольшая чувствительность к д.в. соответствует случаям, когда в составе контейнера преобладают легкие неорганические вещества (алюминий, стекло, керамика) или в случае пустого контейнера. При наличии в контейнере веществ, в природный изотопный состав которых входят элементы с низким порогом реакции ( $\gamma, n$ ) (например, углерод, железо, тяжелые ме-

таллы), чувствительность существенно ухудшается из-за уменьшения отношения эффект/фон [5].

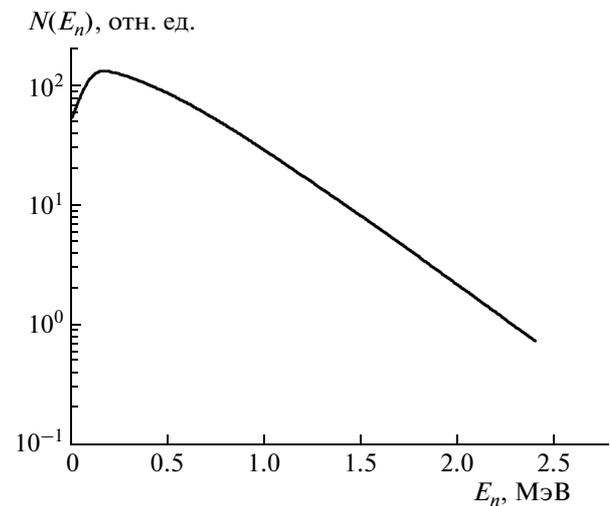
3) Хотя при прочих равных условиях вероятность выхода нейтронов из д.в. в контейнерах, заполненных водородосодержащим веществом (например, деревом или бумажной продукцией) выше, чем при заполнении алюминием или железом той же массы, потери вышедших из ядерных материалов нейтронов в первом случае больше на несколько порядков. Это обусловлено большим сечением упругого рассеяния, приводящего к потерям энергии нейтронов, и последующим их поглощением ядрами водорода. При взаимодействии тормозного излучения с изотопом  $^{13}\text{C}$  испускаются фоновые нейтроны. Эти факторы приводят к очень низкому эффекту и малому отношению эффект/фон, что делает весьма проблематичным обнаружение д.в. путем регистрации нейтронов в контейнерах, заполненных водородосодержащими веществами (бумагой, водой, нефтепродуктами) [1, 5].



**Рис. 3.** Спектр вторичного  $\gamma$ -излучения из контейнера, заполненного водородосодержащим веществом (бумагой).

4) После окончания вспышки тормозного излучения помимо нейтронов из контейнера в течение продолжительного времени (с характерной постоянной спада несколько сот микросекунд—единиц миллисекунд) выходят  $\gamma$ -кванты. Они имеют сугубо вторичную природу и, в основном, появляются в результате радиационного захвата тепловых нейтронов ядрами вещества, заполняющего контейнер. Интенсивность вторичного  $\gamma$ -излучения зависит от содержимого контейнера. Если контейнер заполнен неорганическими материалами, например тяжелыми и легкими металлами, плотность потока задержанного  $\gamma$ -излучения от чувствительных веществ мала по сравнению с нейтронным излучением. Это обусловлено как низким сечением взаимодействия нейтронов, так и сильным ослаблением  $\gamma$ -излучения в контейнере. Ситуация существенно меняется при наличии органических материалов в контейнере. В этом случае происходит термализация фотонейтронов и образуется поток диффундирующих тепловых нейтронов. При их радиационном захвате ядрами водорода испускается характеристическое  $\gamma$ -излучение энергией 2.2246 МэВ. Хотя спектр вторичного  $\gamma$ -излучения (рис. 3) почти одинаков для эффекта и фона в контейнере, заполненном водородосодержащими веществами, превышение потока задержанного  $\gamma$ -излучения определенного порогового значения может быть признаком наличия д.в. [2, 5].

5) С увеличением энергии тормозного излучения эффект растет, однако отношение эффект/фон ухудшается из-за более быстрого роста фона по сравнению с эффектом. При облучении делящихся веществ наряду с мгновенными нейтронами испускаются и запаздывающие нейтроны. Выход



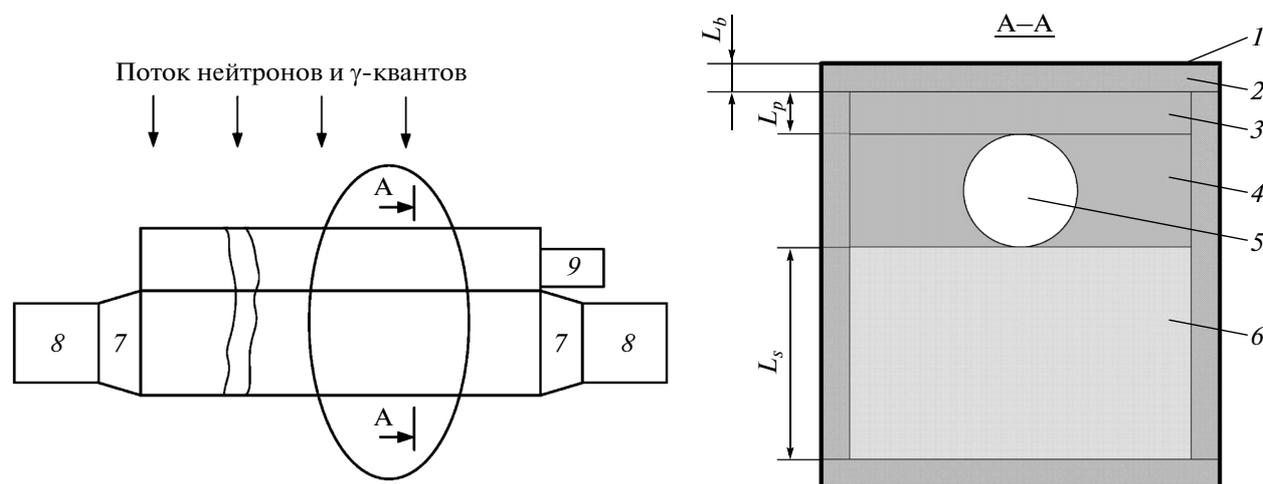
**Рис. 4.** Нормализованный спектр запаздывающих нейтронов деления.

запаздывающих нейтронов примерно пропорционален и выходу мгновенных нейтронов и составляет 0.003–0.005 от него. Спектр запаздывающих нейтронов существенно мягче, чем спектр деления и спектр фотонейтронов [6] (рис. 4), их средняя энергия составляет несколько сотен килоэлектронвольт.

Фоновые отсчеты при регистрации запаздывающих нейтронов обусловлены, в основном, естественным фоном земной коры. Эксперименты показали, что количество фоновых отсчетов при задержке 3–5 мс слабо зависит от выхода мгновенных нейтронов, например, в работе [2] фон от запаздывающих нейтронов увеличился в  $\sim 10$  раз при изменении энергии электронного пучка от 8 до 14 МэВ, в то время как выход мгновенных нейтронов вырос в  $\geq 100$  раз. Поэтому путем регистрации запаздывающих нейтронов деления можно обнаруживать д.в. при высоком фоне мгновенных нейтронов, например, при заполнении контейнера материалами с высоким содержанием железа или свинца.

### ВЫБОР КОНСТРУКЦИИ КОМБИНИРОВАННОГО $\gamma$ -НЕЙТРОННОГО ДЕТЕКТОРА

В связи с высокой стоимостью детекторов и сложностью их размещения вокруг контейнера желательно регистрировать  $\gamma$ -кванты, мгновенные и запаздывающие нейтроны достаточно компактными и унифицированными детектирующими модулями. Для решения этой задачи предложен многослойный комбинированный  $\gamma$ -нейтронный детектор, эскиз которого приведен на рис. 5. Детектор окружен со всех сторон слоями кадмия и



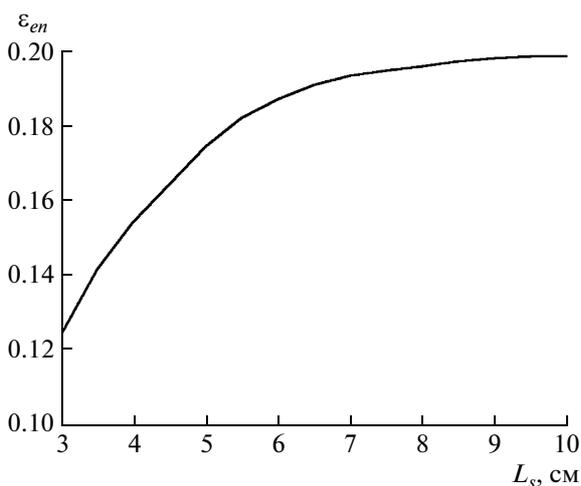
**Рис. 5.** Конструкция комбинированного детектора. 1 – слой кадмия, 2 – слой борированного полиэтилена, 3 – первый слой полиэтилена, 4 – второй слой полиэтилена, 5 – газонаполненный счетчик нейтронов, 6 – пластиковый сцинтиллятор, 7 – световоды, 8 – фотоэлектронный умножитель, 9 – предварительный усилитель.

борированного полиэтилена. Основная функция кадмия (1) состоит в поглощении потока тепловых нейтронов, являющегося существенной составляющей фона при регистрации мгновенных нейтронов. Слой борированного полиэтилена 2 предназначен для подавления мгновенных эпитепловых нейтронов, которые могут вносить значительный вклад в фон при регистрации запаздывающих нейтронов. Для эффективной регистрации газонаполненными счетчиками тепловых нейтронов 5 быстрые и промежуточные нейтроны (составляющие основную долю в потоке нейтронов, испускаемых д.в.) термализуются в слоях борированного полиэтилена, полиэтилена 3 и 4. Предусилитель 9, закрепленный на фланце счет-

чика, усиливает сигнал для передачи его по кабельным линиям. Пластиковый сцинтиллятор 6, окруженный для улучшения светосбора светоотражающим покрытием, конвертирует энергию  $\gamma$ -квантов в оптическое излучение, которое по световодам 7 попадает в фотоэлектронный умножитель 8, преобразующий его в электрический сигнал. Одновременно пластиковый сцинтиллятор используется для отражения нейтронов с целью повышения эффективности их регистрации.

Для оценки зависимости эффективности детектора по регистрации нейтронов использовали программный пакет GEANT3.21 [7]. В качестве исходных данных использовались пространственно-энергетические и временные потоки ответного  $\gamma$ ,  $n$ -излучения из модели контейнера, в центре которого находится ядерный материал ( $^{235}\text{U}$ ). Исследовали три варианта заполнения контейнера материалом средней плотностью ( $0.5 \text{ г/см}^3$ ): бумагой (водородосодержащим веществом), алюминием, железом, а также пустой контейнер. В качестве счетчика нейтронов в проектируемом детекторе использовали модель счетчика СММ 76:  $\text{Ø}3.2 \times 104.5 \text{ см}$ , давление гелия  $^3\text{He}$  внутри –  $4.05 \cdot 10^5 \text{ Па}$  (4 атм.).

Толщина первого слоя (кадмия) априорно выбрана равной 0.1 см из условия уменьшения потока тепловых нейтронов в  $10^5$  раз. Толщина второго слоя полиэтилена 4 равна диаметру счетчика нейтронов. Толщины слоев 2, 3 и 6 варьировали для оптимизации конструкции детектора по эффективности регистрации. В предварительных вычислениях было найдено, что при заданных толщинах слоев 2 и 3 с увеличением толщины слоя 6 эффективность детектора в указанном диапазоне энергий приближается к предельной (рис. 6). В связи с этим толщина  $L_s$  слоя 6 окончательно



**Рис. 6.** Зависимость относительной эффективности регистрации нейтронов от толщины сцинтиллятора  $L_s$  (отражателя нейтронов).

определялась из условия эффективной регистрации  $\gamma$ -квантов. В расчетах по регистрации нейтронов его толщина априорно выбрана равной 8 см, что обеспечивает эффективность регистрации нейтронов  $\sim 96\%$  от предельной.

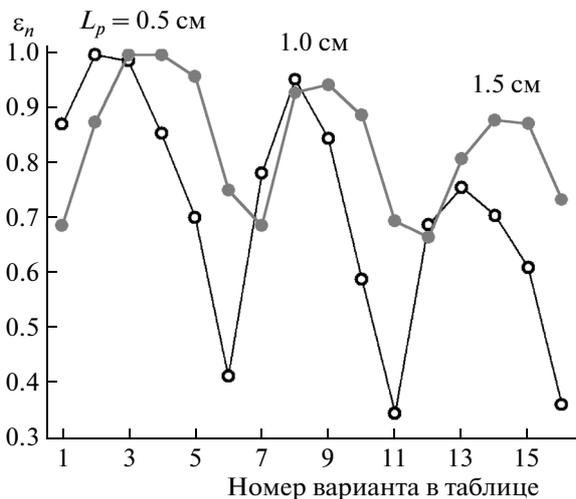
Основное влияние на эффективность регистрации нейтронов оказывают слои 2 и 3. С целью оптимизации конструкции детектора рассчитаны эффективности регистрации мгновенных нейтронов эффекта, фона и запаздывающих нейтронов, используя спектрально-временные параметры нейтронного потока  $S(E_n, t)$  при различном заполнении контейнера. При фиксированной толщине слоя 2 ( $L_b = 0.5, 1, 1.5$  см) варьировали толщину  $L_p$  слоя 3 в пределах 0–4 см с шагом 1 см (см. таблицу). Зависимость относительной эффективности (нормализованной на 1) регистрации мгновенных и запаздывающих нейтронов приведены на рис. 7. Видно, что для каждого значения  $L_b$  существует оптимальное значение  $L_p$ , причем наибольшая эффективность регистрации мгновенных нейтронов соответствует суммарной толщине  $L_{bp} = L_b + L_p$  в диапазоне 2.5–4.5 см, а запаздывающих – 1.5–2.5 см, что вызвано более мягким спектром запаздывающих нейтронов. С увеличением толщины слоя борированного полиэтилена  $L_b$  максимальная эффективность снижается из-за более сильного поглощения нейтронов ядрами бора.

В условиях, когда фон значительно превышает эффект (это выполняется практически для всех вариантов заполнения контейнера при регистрации мгновенных нейтронов) в качестве целевой функции целесообразно выбрать параметр  $\varepsilon_{en}^2/\varepsilon_{bn}$  [8], где  $\varepsilon_{en}$  и  $\varepsilon_{bn}$  – эффективность регистрации эф-

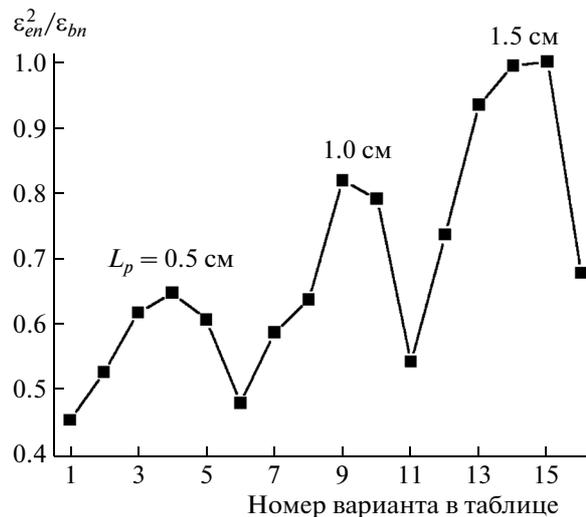
фекта и фона, соответственно. Из рис. 8 следует, что наибольшие значения параметра  $\varepsilon_{en}^2/\varepsilon_{bn}$  соответствуют большим значениям как  $L_b$ , так и  $L_{bp}$  по сравнению с оптимальными значениями по эффективности регистрации.

№ варианта	Толщина слоя, см	
	$L_b$	$L_p$
1	0.5	0
2		1
3		2
4		3
5		4
6		6
7	1	0
8		1
9		2
10		4
11		6
12	1.5	0
13		1
14		2
15		3
16		5

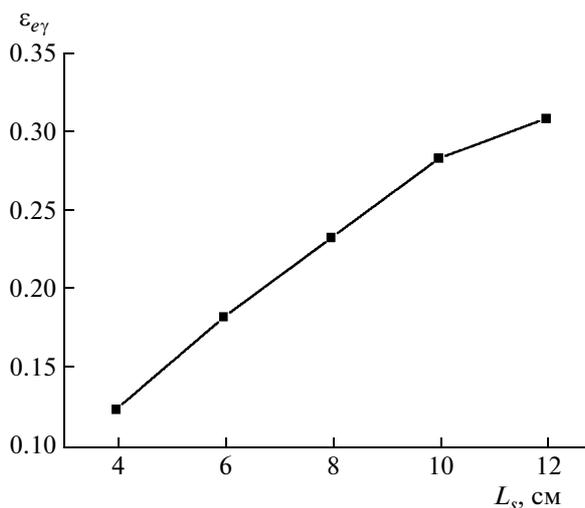
Поскольку регистрация  $\gamma$ -квантов наиболее важна для контроля контейнера, заполненного водородосодержащим веществом, оценка эффек-



**Рис. 7.** Зависимость эффективности регистрации нейтронов от варианта конструкции детектора при разных фиксированных толщинах  $L_p$  слоя 2 (кривая 1 – мгновенные нейтроны эффекта, 2 – запаздывающие нейтроны).



**Рис. 8.** Зависимость эффективности регистрации мгновенных нейтронов от варианта конструкции детектора при разных фиксированных толщинах  $L_p$  слоя 2.

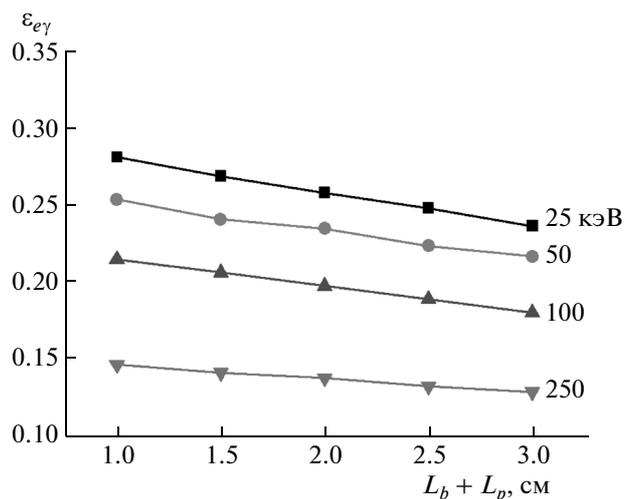


**Рис. 9.** Зависимость эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов от толщины сцинтиллятора  $L_s$  при толщинах слоев 2 и 3:  $L_b = 0.5$  см,  $L_p = 1.5$  см.

тивности  $\gamma$ -квантов проводилась для  $\gamma$ -спектра, выходящего из контейнера, заполненного бумагой (рис. 3). В качестве материала сцинтиллятора был принят полистирол со сцинтилляционными добавками. Для оценки счетной эффективности такого сцинтиллятора использовалась методика, предложенная в работе [9], основанная на интегрировании дифференциального сечения комптоновского рассеяния электронов и сопоставления сечения с минимально допустимой энергией (порогом регистрации). Была рассчитана спектральная эффективность при различных энергетических порогах и толщинах сцинтиллятора. Эти результаты использовались для нахождения соответствующих зависимостей эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов с заданным спектром.

На рис. 9 показана зависимость эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов от толщины сцинтиллятора  $L_s$  при  $L_b = 0.5$  см,  $L_p = 1.5$  см и энергетическом пороге 50 кэВ. Из рис. 6 и 9 следует, что с ростом толщины слоя сцинтиллятора эффективность регистрации нейтронов и  $\gamma$ -квантов монотонно возрастает, асимптотически приближаясь к предельному значению. Поэтому выбор толщины сцинтиллятора ограничен конструктивными и экономическими соображениями. Кроме того, следует учесть, что при больших объемах детектора может возрасти влияние внешнего фона.

Зависимость эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов от  $L_{bp}$  при различных энергетических порогах регистрации представлена на рис. 10. При высоком энергетическом пороге эффективность слабо зависит от толщины детектора нейтронов, что связано с отсечкой порогом низкоэнергетичных  $\gamma$ -квантов. Выбор энергетического порога определяется шумовыми характеристиками детектора и

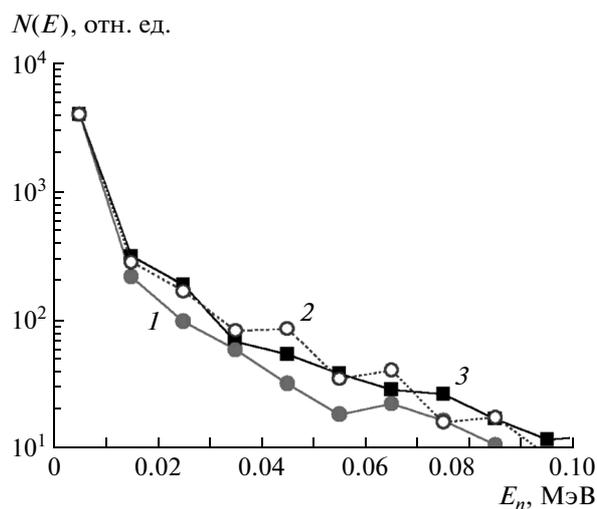


**Рис. 10.** Зависимость эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов от суммарной толщины слоев  $L_b + L_p$  при различных энергетических порогах регистрации (значения у кривых).

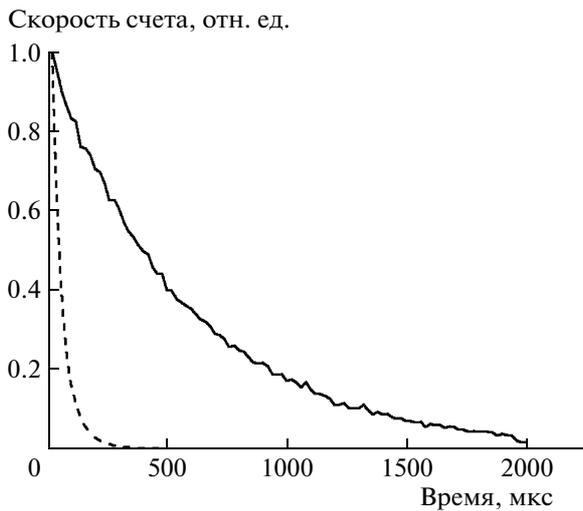
необходимостью дискриминации сигналов, вызванных прохождением быстрых нейтронов в детекторе.

На рис. 11 представлены спектры нейтронов, приходящих на  $\gamma$ -детектор спустя 10 мкс после импульса тормозного излучения. Видно, что вследствие многократных столкновений с материалом контейнера спектр нейтронов существенно мягче по сравнению с первичным спектром фотонейтронов.

При упругом столкновении быстрых нейтронов с ядрами водорода в составе пластикового детектора возникают протоны отдачи, максималь-



**Рис. 11.** Спектры нейтронов, приходящих на  $\gamma$ -детектор спустя 10 мкс после импульса тормозного излучения из контейнера, заполненного бумагой (1), алюминием (2), железом (3).



**Рис. 12.** Временная зависимость скорости счета мгновенных нейтронов (штриховая линия) и вторичных  $\gamma$ -квантов (сплошная линия) (данные нормированы на максимальное значение для каждого типа частиц).

ная энергия которых равна энергии нейтронов. Световыход от торможения протонов в пластиковом сцинтилляторе на порядок меньше световыхода от  $\gamma$ -квантов той же энергии [10]. Энергетический порог может быть установлен  $\sim 50$  кэВ (по  $\gamma$ -квантам), при этом сигналы, возникающие при упругом рассеянии нейтронов, будут преимущественно существенно ниже порога регистрации.

Наиболее вероятным источником ложных  $\gamma$ -сигналов от нейтронов являются  $\gamma$ -кванты, возникающие при радиационном захвате тепловых нейтронов в пластиковом сцинтилляторе. Однако их влияние можно существенно уменьшить за счет выбора временного окна регистрации. Временная зависимость скорости счета комбинированным детектором мгновенных нейтронов и вторичных  $\gamma$ -квантов приведена на рис. 12. Видно, что выход  $\gamma$ -излучения эффекта при наличии в контейнере д.в. существенно растянут по времени. Это обусловлено тем, что  $\gamma$ -кванты испускаются при радиационном захвате потока диффундирующих нейтронов, которые проходят через д.в. и вызывают повторное деление, задержанное по времени относительно импульса зондирующего излучения. В работе [5] показано, что верхнюю границу временного окна при регистрации мгновенных нейтронов целесообразно выбирать порядка 300 мкс (нижняя граница зависит от времени задержки регистрации счетчиком нейтронов после импульса тормозного излучения [10]). Поскольку скорость регистрации нейтронов спадает существенно быстрее скорости регистрации задержанных  $\gamma$ -квантов, целесообразно выбирать нижнюю границу временного интервала  $\sim 200$  мкс для увеличения отношения эффект/фон при реги-

страции задержанных  $\gamma$ -квантов в сильных нейтронных полях [5].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенных данных следует, что толщины слоев борированного полиэтилена  $L_b$  и замедлителя  $L_p$  должны выбираться из компромисса между следующими критериями:

- для максимальной эффективности регистрации мгновенных нейтронов суммарная толщина слоев  $L_{bp} = 2.5\text{--}4.5$  см;
- для максимальной эффективности регистрации запаздывающих нейтронов  $L_{bp} = 1.5\text{--}2.5$  см;
- параметр  $\varepsilon_{en}^2 / \varepsilon_{bn}$ , характеризующий регистрацию мгновенных нейтронов в условиях большого нейтронного фона, максимален при  $L_{bp} = 3.5\text{--}4.5$  см и  $L_b = 1.0\text{--}1.5$  см.
- с ростом  $L_{bp}$  эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов уменьшается.

Вообще говоря, выбор однозначной целевой функции требует нормализации по многовариантным параметрам — заполнение контейнера, количество, тип, место расположения делящихся веществ, сценарий дистанционного контроля и др., что требует большого объема экспериментальных и статистических исследований. В рамках настоящей работы — создания  $\gamma$ -нейтронного детектора для экспериментальной установки для исследования фотоядерного метода — выбран вариант конструкции детектора № 9 с толщиной слоя 2 (борированный полиэтилен) 1 см и слоя 3 (полиэтилен) 2 см, обеспечивающий приемлемые значения эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов, мгновенных и запаздывающих нейтронов, а также параметра  $\varepsilon_{en}^2 / \varepsilon_{bn}$ .

Следует также отметить, что для эффективной работы комбинированного детектора в фотоядерных устройствах необходимо использовать систему коммутации для снятия высокого напряжения со счетчиков нейтронов и ф. э. у. в момент прохождения тормозного излучения для уменьшения мертвого времени счетчика нейтронов и для избежания выгорания фотокатода ф.э.у. [10].

В работе рассмотрен комбинированный детектор с одним счетчиком нейтронов. В дальнейшем планируется исследовать детектирующие матрицы, включающие несколько нейтронных счетчиков и протяженные сцинтилляционные  $\gamma$ -детекторы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Каретников М.Д., Козлов К.Н., Лубков В.М. и др. // ПТЭ. 2009. № 5. С. 38.

2. Jones J., Yoon W., Haskell K. Report INEEL/EXT-02-01406. Idaho National Engineering and Environmental Laboratory. Idaho, USA. 2002. 28 p.
3. Lyoussi A., Romeyer-Dherbey J., Jallu F. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. B. 2000. V. 160. P. 280.
4. Gozani T. // Proc. AIP Conf. 2009. V. 1099. P. 599.
5. Бакаляров А.М., Бондур В.Г., Германов А.Б. и др. // Атомная энергия. 2010. Т. 106. Вып. 3. С. 162.
6. Cullen D. UCRL-TR-204743. LLNL. USA. 2004. 40 p.
7. GEANT3.21 Detector Description and Simulation Tool, Manual. CERN Program Library. CERN. Geneva, Switzerland. 1993.
8. Бакаляров А.М., Германов А.Б., Каретников М.Д. и др. // Атомная энергия. 2009. Т. 106. Вып. 1. С. 48.
9. Roulston K., Nagvi S. Gamma-detection efficiency of organic phosphors. Technical Information Note 506. Saint-Gobain Crystals. Ohio, USA. 1 p.
10. Бальгин К.А., Каретников М.Д., Мелешко Е.А., Яковлев Г.В. // ПТЭ. 2008. № 4. С. 20.
11. Ананьев А.А., Беличенко С.Г., Боголюбов Е.П. и др. // Научная сессия МИФИ-2008. М.: МИФИ, 2008. Т. 3. С. 169.