

УДК 621.039.1

ОБНАРУЖЕНИЕ ДЕЛЯЩИХСЯ МАТЕРИАЛОВ С ПОМОЩЬЮ ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ КОМПАКТНОГО БЕТАТРОНА

Головков В.М. (ГНУ НИИ ядерной физики при Томском политех. ун-те),
Чахлов В.Л., Штейн М.М. (ГНУ НИИ интроскопии при Томском политех. ун-те)

Делящиеся ядерные материалы можно обнаружить посредством облучения исследуемого объекта импульсным потоком нейтронов от D—T- или D—D-генератора и детектирования быстрых или эпитепловых нейтронов, возникающих в результате реакции деления на тепловых нейтронах [1—3]. По некоторым причинам источник нейтронов на основе компактного бетатрона и мишени для генерации фотонейтронов может оказаться более предпочтительным. Такой источник производит нейтроны, которые имеют меньшую энергию и, следовательно, для их замедления до тепловой энергии потребуется меньшее количество замедлителя. Кроме того, фотонейтронный источник не содержит радиоактивных материалов и может быть легко выключен, обладает высокой долговременной стабильностью нейтронного потока, в случае необходимости с помощью пучка тормозного излучения от бетатрона можно провести дополнительное радиографическое обследование объекта.

Цель настоящей работы — исследовать возможность обнаружения делящихся материалов в исследуемом объекте с помощью фотонейтронного источника на основе бетатрона.

Как известно, чувствительность метода характеризуется пределом L_d , который определяется по формуле [4]

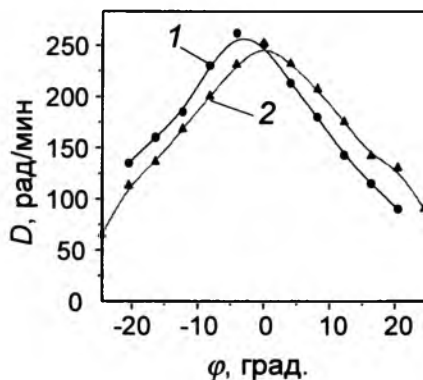
$$L_d = \frac{K\alpha^2}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{8N_b}{\alpha^2}} \right), \quad (1)$$

где $K = m_s / (N_s - N_b)$ — калибровочный множитель, равный отношению массы делящегося вещества m_s к разности числа отсчетов детектора в случае присутствия в объекте образца делящегося материала N_s и числа фоновых отсчетов детектора N_b без делящегося материала; α — параметр, который определяет вероятность обнаружения делящегося материала $P(\alpha)$, например, $P(\alpha = 1) = 0,67$, $P(\alpha = 2) = 0,95$, $P(\alpha = 3) = 0,997$. Таким образом, если экспериментально определить величины N_s и N_b для различной массы делящегося материала, можно найти предел обнаружения делящихся материалов для данной экспериментальной установки.

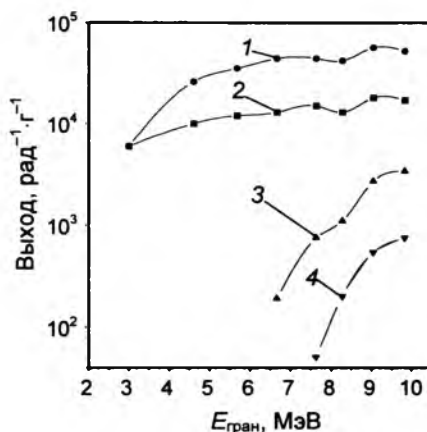
Методика эксперимента. Пучок тормозного излучения генерировали бетатроном КРАБ [5], который способен ускорять электроны до энергии 3—10 МэВ с возможностью плавной регулировки и работать непрерывно с частотой 50 Гц. Нестабильность излучения бетатрона после прогрева не превышает 5% за 8 ч непрерывной работы. С частотой 100 Гц бетатрон может работать с периодическим выключением на охлаждение (1 ч работы, 30 мин охлаждения). Бетатрон состоит из трех основных частей — блока излучателя, блока питания и пульта управления. Блок излучателя имеет размеры 969×560×350 мм, массу 275 кг, потребляет 4 кВт электроэнергии. Ресурс бетатрона до замены отпаянной камеры — несколько тысяч часов.

Угловое распределение интенсивности тормозного излучения с граничной энергией 10 МэВ на выходном окне бетатрона показано на рис. 1. Мощность дозы на расстоянии 1 м от мишени радиатора 0,16 Гр/мин при частоте импульсов излучения 100 Гц. Пучок тормозного излучения с граничной энергией 10 МэВ облучал нейтронную мишень, расположенную в максимуме мощности дозы излучения 0,58 Гр/мин на расстоянии 700 мм от мишени радиатора. Удельный выход нейтронов для некоторых нейтронных мишеней показан на рис. 2 [6]. В качестве мишеней использовали 1 кг D_2O в форме цилиндра диаметром 100, высотой 120 мм и бериллиевый блок массой 3340 г в форме параллелепипеда размером 139×139×99 мм со сквозным отверстием диаметром 40 мм. Выход нейтронов из тяжеловодной и бериллиевой мишеней был оценен для местоположения мишени в данных экспериментах равным $(4,2 \pm 0,9)10^7$ и $(3,8 \pm 0,8)10^7$ с⁻¹ соответственно. Измеренный методом времени пролета по методике [7] энергетический спектр нейтронов, генерируемых в дейтеридлитиевой и бериллиевой мишенях под действием тормозного излучения с $E_{\text{макс}} = 9,8$ МэВ, приведен на рис. 3. Видно, что средняя энергия рождающихся нейтронов примерно равна 1 МэВ.

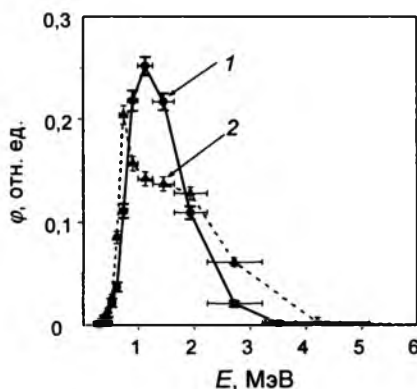
В качестве детектора нейтронов использовали заполненный ^3He нейтронный счетчик СНМ-18 I, окруженный полиэтиленовым замедлителем 2 и со всех сторон покрытый листовым кадмием толщиной 1 мм 3 (рис. 4, а). Полиэтиленовый замедлитель в форме цилиндра с аксиальным отверстием для счетчика замедляет быстрые нейтроны и увеличивает эффективность их регистрации. Слой кадмия снижает чувствительность к тепловым нейтронам. Измеренная эффективность регистрации быстрых нейтронов ε_d от источника ^{252}Cf увеличивается с ростом диаметра замедлителя в диапазоне 58—128 мм (рис. 5, кривая 1). Кроме высокой эффективности регистрации быстрых и нечувствительности детектора к тепловым нейтронам, необходимо обеспечить короткое время затухания нейтронного потока в детекторе τ_d по сравнению



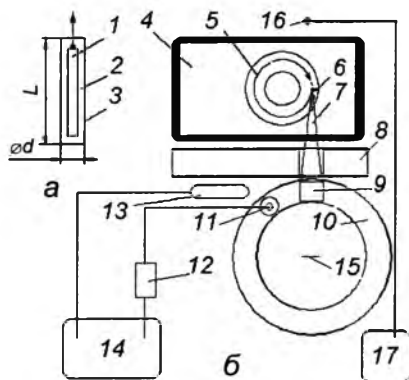
Р и с. 1. Угловое распределение мощности дозы тормозного излучения в вертикальной (1) и горизонтальной плоскости (2)



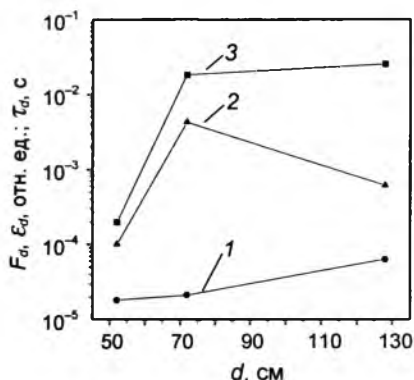
Р и с. 2. Выход фотонейтронов из дейтеридлитиевой (1), бериллиевой (2), урановой (3), свинцовой мишени (4)



Р и с. 3. Энергетический спектр нейтронов из дейтеридлитиевой (1) и бериллиевой мишени (2) под действием тормозного излучения с $E_{\text{макс}} = 9,83$ МэВ



Р и с. 4. Детектор нейтронов (а) и схема экспериментальной установки (б)



Р и с. 5. Зависимость $F = \varepsilon_d \exp(\tau_d/\tau_m)$ от диаметра полиэтиленового замедлителя вокруг счетчика СНМ-18

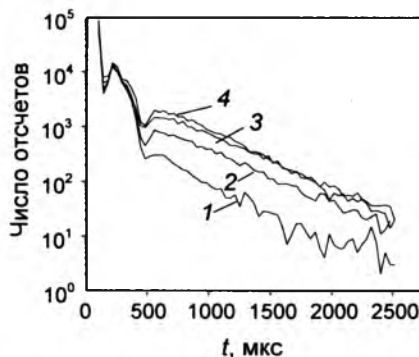
мья соосными цилиндрами, выполненными из стали толщиной 2 мм (внешний цилиндр имел диаметр 565, высоту 895 мм, внутренний — 358×782 мм). Расстояние между дном первого и второго цилиндров составляло 110 мм. Верхний край обоих цилиндров находился на одном уровне и был закрыт полиэтиленовой пластиной толщиной 80 мм. Нейтронный детектор 11 также находился в замедлителе за защитой 8, которая уменьшала ионизационную перегрузку чувствительного объема счетчика в результате воздействия импульса тормозного излучения. Применение свинцовой защиты толщиной 250 мм обеспечивало полное восстановление чувствительности счетчика через $5,4 \cdot 10^{-4}$ с после импульса тормозного излучения.

После прохождения через предусилитель, усилитель и амплитудный селектор 12 импульсы с нейтронного счетчика поступали на многоканальный временной анализатор 14, который регистрировал число импульсов в последовательных временных интервалах. Импульс с фотоэлектронного умножителя 13, вызванный импульсом тормозного излучения, использовали как стартовый при регистрации временного распределения импульсов со счетчика. Максимальная скорость счета сигналов не превышала $5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Зарегистрированное распределение импульсов представлялось в виде гистограммы на мониторе компьютера. Для мониторинга дозы тормозного излучения во время экспозиции использовали ионизационную камеру 16, расположенную с противоположной стороны бетатрона. Ионизацион-

с временем затухания τ_m нейтронного потока во всем замедлителе, окружающем исследуемый объем. Время затухания τ_d и τ_m в зависимости от диаметра замедлителя находили из временных распределений сигналов, регистрируемых нейтронным счетчиком с различными замедлителями под действием потока нейтронов мишени, которую облучали импульсным тормозным излучением (рис. 5, кривая 3). Качество нейтронного детектора для регистрации эпитепловых нейтронов, возникающих в результате взаимодействия термализованных нейтронов от мишени с делящимся материалом, можно охарактеризовать с помощью параметра $F = \varepsilon_d \exp(\tau_d/\tau_m)$ (рис. 5, кривая 2). Для данных экспериментальных условий постоянная затухания нейтронного потока во всем замедлителе τ_m оказалась равной $1,8 \cdot 10^{-4}$ с, оптимальный диаметр замедлителя детектора составляет 58—78 мм. В последующих экспериментах использовали детектор с замедлителем диаметром 78 мм (см. рис. 4, б). Ускоренный в бетатроне 4 электронный пучок 5 в течение 150 нс сбрасывался на мишень 6 и генерировал импульсное тормозное излучение 7. Нейтронная мишень 9 располагалась в замедлителе 10, выполненном из гранул полиэтилена. Замедлитель заполнял пространство между двумя

ный ток с камеры регистрировали клиническим дозиметром 17. В качестве образцов делящихся материалов использовали алюминиевые фольги размером 100×100 мм, на которые был осажден слой ^{235}U массой 542, 601, 598 мг. В экспериментах делящийся материал 15 (одна, две или три фольги в виде стопки) помещали в центр измерительной емкости, окруженной замедлителем.

Результаты. Временное распределение сигналов с нейтронного счетчика, полученное в экспериментах с нейтронной мишенью из 1 кг D_2O в отсутствие делящегося материала в измерительной полости (фоновое измерение) и тремя образцами ^{235}U , приведено на рис. 6. В течение первых $5,4 \cdot 10^{-4}$ с после импульса тормозного излучения нейтронный счетчик не мог регистрировать без искажений сигналы одиночных нейтронов из-за ионизации газа в объеме счетчика. После этого времени детектор имел номинальную чувствительность, и число зарегистрированных импульсов зависело от количества ^{235}U , помещенного в измерительную полость. Временное распределение в диапазоне от 540 до 2500 мкс имеет экспоненциальный вид с постоянной затухания потока тепловых нейтронов в замедлителе, окружающем измерительную полость, 180 мкс. Число зарегистрированных импульсов в интервале 540—2500 мкс для серии экспериментов приведено в таблице.



Р и с. 6. Временное распределение отсчетов нейтронного детектора для разного количества ^{235}U в измерительной полости с нейтронной мишенью D_2O : 1 — фон без ^{235}U ; 2, 3, 4 — содержание ^{235}U 542, 1143, 1741 мг соответственно

Результаты экспериментов

Номер измерения	Нейтронная мишень	Масса ^{235}U в образце, мг	Экспозиция, мин	Число отсчетов ($N \pm 2\sigma_N$) в интервале 540—2300 мкс	K , мг	$L_d (\alpha = 3)$, мг
1	D_2O , 1 кг	0, фон	10	1434 ± 113		
2	D_2O , 1 кг	Be, 3,34 кг	10	1667 ± 120		
3	D_2O , 1 кг	542	10	5780 ± 130	$0,125 \pm 0,004$	$20,6 \pm 0,7$
4	D_2O , 1 кг	1143	10	$10\,990 \pm 210$	$0,120 \pm 0,003$	$19,8 \pm 0,6$
5	D_2O , 1 кг	1741	10	$13\,840 \pm 235$	$0,140 \pm 0,003$	$23,1 \pm 0,7$
6	Be, 3,34 кг	0, фон	10	1839 ± 85		
7	Be, 3,34 кг	542	10	6615 ± 160	$0,113 \pm 0,004$	$21,1 \pm 0,7$
8	Be, 3,34 кг	1143	10	$11\,172 \pm 210$	$0,122 \pm 0,003$	$22,7 \pm 0,6$
9	Be, 3,34 кг	1741	10	$15\,498 \pm 250$	$0,127 \pm 0,003$	$23,7 \pm 0,6$

Во втором эксперименте исследовали влияние бериллия на показания детектора. Когда поместили 3,34 кг бериллия в измерительную полость, число импульсов увеличилось только на 223 ± 164 отсчета по сравнению с фоном. Такое увеличение соответствует 31 ± 23 мг ^{235}U . Калибровочная постоянная K и предел обнаружения L_d оценены исходя из вероятности обнаружения делящегося материала 0,997 ($\alpha = 3$)

в соответствии с соотношением (1) и также приведены в таблице. Увеличение K и L_d с ростом количества ^{235}U можно объяснить эффектом экранирования нейтронного потока вследствие увеличения концентрации ^{235}U в образцах с 5 до 15 мг/см².

Измерено также число сигналов с нейтронного детектора для случая, когда делящийся материал помещен в центр цилиндра диаметром 300, высотой 400 мм, заполненного песком. Влияние такого инертного материала сводится к уменьшению числа отсчетов примерно в 2 раза по сравнению со случаем, когда такой материал отсутствует. Таким образом, влияние инертного материала сводится к увеличению предела обнаружения примерно в 2 раза. Предел обнаружения делящихся материалов для данной экспериментальной установки с учетом влияния инертного материала и для экспозиции 10 мин оказался равным около 40 мг ^{235}U для обеих нейтронных мишеней.

Заключение. Впервые показана возможность использования малогабаритного бетатрона для обнаружения делящихся материалов. Чувствительность такого метода может быть увеличена. Например, выход нейтронов из мишени может быть увеличен, по крайней мере, в 10 раз путем повышения массы тяжелой воды, число нейтронных детекторов может быть доведено до 25. Если использовать в качестве замедлителя графит соответствующих размеров, то можно значительно уменьшить поглощение и утечку нейтронов в замедлителе. С учетом этого предел обнаружения по оценкам может быть уменьшен в 15 раз и доведен до 3 мг ^{235}U при указанной экспозиции. Можно ожидать, что с помощью данного источника на базе компактного бетатрона можно достичь чувствительности обнаружения ^{235}U на уровне 10^{-8} г/г.

Объектами контроля делящихся материалов могут стать контейнеры с отходами предприятий ядерного топливного цикла, багаж, транспортные автомобильные и железнодорожные контейнеры. Преимущество данного метода обнаружения связано с тем, что он может быть совмещен с уже разработанными методами радиографического контроля крупных объектов с помощью излучения ускоренных электронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gozani T. Active Nondestructive Assay of Nuclear Materials: Principles and Applications. NUREG/CR-0602, Washington, DC, 1981.
2. Фролов В.В. Ядерно-физические методы контроля делящихся материалов. М.: Энергоатомиздат, 1988.
3. Kunz W. A fissile waste or scrap assay system with 1 mg sensitivity. — Trans. ANS, 1981, v. 39, p. 341—346.
4. Тустановский В.Т. Оценка чувствительности и точности активационного анализа. М.: Атомиздат, 1976, с. 160—164.
5. Chakhlov V.L., Volkov V.G., Pushin V.S. et al. Application of small-size betatrons in NDT. — In: Proc. 11th Intern. Conf. on Radiation Physics and Chemistry of Condensed Matter (Tomsk, 24—29 Sept. 2000), Tomsk, TPU, 2000, p. 94—95.
6. Басай А.Ю., Буров Г.И., Волков В.Г. и др. Комбинированный источник тормозного излучения и нейтронов. — Приборы и техника экспер., 1998, № 1, с. 43—45.
7. Chakhlov V.L., Bell Z.W., Golovkov V.M., Shtein M.M. Photoneutron source based on a compact 10 MeV betatron. — Nucl. Instrum. Meth., 1999, A422, p. 5—9.