

Д15-2001-145

В.Ф.Борейко, В.М.Быстрицкий, Я.Возняк, А.Р.Крылов,
В.М.Гребенюк, А.И.Иванов, А.И.Калинин,
С.С.Паржицкий, В.М.Слепнев, В.А.Столупин

³He-ДЕТЕКТОРЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ
НА МОЩНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

Направлено в журнал «Nuclear Instruments and Methods A»

1. Введение

Для измерения интегрального нейтронного выхода из ядерных реакций в экспериментах с использованием мощных импульсных ускорителей заслуживает внимания рассмотрение возможности применения детекторов тепловых нейтронов (ДТН) [1-3]. Учитывая особенности работы сильноточных импульсных ускорителей (ток и напряжение на нагрузке ускорителя ~МА и ~МВ соответственно; мощное рентгеновское излучение в диапазоне энергий фотонов 0 - 600 кэВ, предшествующее или сопровождающее процесс ускорения; электромагнитные наводки) [4-8], необходимо предусмотреть в конструкции нейтронных детекторов и в регистрирующей электронике (амплитудные и временные каналы регистрации нейтронов) некоторые изменения и добавления по сравнению с их традиционным использованием.

Настоящая работа посвящена измерению характеристик созданных нами детекторов тепловых нейтронов на основе ^3He и предназначенных для изучения реакций между легкими ядрами в области ультранизких энергий столкновения с использованием импульсных плазменных ускорителей [4-8].

2. Конструкция детектора

На рис.1 приведен схематический чертеж нейтронного детектора. Детектор состоит из двух секций, в каждой из которых имеется по пяти счетчиков, заполненных смесью $^3\text{He} + \text{Ar} + \text{CO}_2$ при давлении 4 атм (парциальные давления ^3He , Ar и CO_2 составляют 2 атм, 2 атм и 0,03 атм, соответственно). Диаметр и длина счетчиков 30 и 500 мм соответственно. Диаметр центральной нити 20 мкм. ^3He -счетчики расположены в замедлителе из полиэтилена, базовая толщина которого составляет 91 мм.

Корпус детектора имеет размеры 640x296x95 мм и изготовлен из листового алюминия толщиной 1.5 мм. На корпусе предусмотрены специальные крепления для установки дополнительных слоев замедлителя.

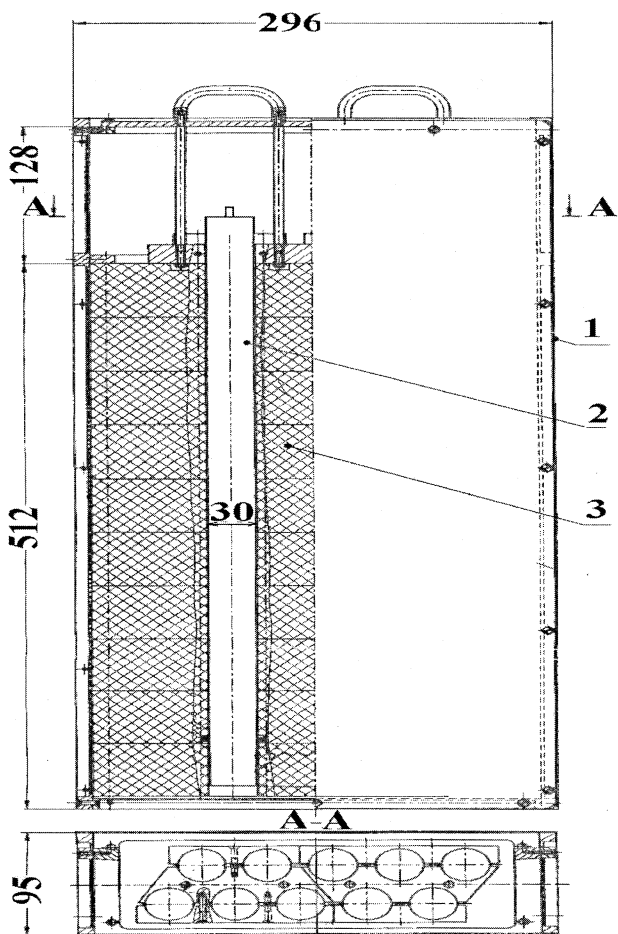


Рис.1. Схематический чертеж нейтронного детектора:
1- корпус, 2 - ^3He -счетчик, 3 – замедлитель из полиэтилена

Ниже, в тексте, под толщинами переднего и заднего слоев по направлению падающего нейтронного потока будут подразумеваться толщины соответствующих дополнительных слоев замедлителя.

Выходы ^3He -счетчиков каждой из двух секций соединены с зарядовыми предусилителями, расположенными внутри корпуса детектора, который, в свою очередь, является достаточно хорошим экраном для защиты их от мощных электромагнитных наводок.

3. Характеристики детектора

3.1. Эффективность регистрации нейтронов

Одной из основных характеристик ДТН является его эффективность по отношению к регистрации нейтронов. Известно, что данная величина существенно зависит как от энергетического спектра нейтронов, падающих на ДТН, так и от толщины замедлителя. Поэтому для достаточно широкого интервала энергий нейтронов экспериментальным путем были найдены оптимальные толщины замедлителя из полиэтилена ДТН и определены соответствующие значения эффективности регистрации. Опыты проводились как с использованием нейтронных источников ^{252}Cf и $\text{Pu} - \text{Be}$ (постановка опытов 1, см. рис. 2, а), так и на пучке monoэнергетических нейтронов, получаемых в реакции $d + t \rightarrow ^4\text{He} + n$ ($E_n = 14.1$ МэВ) на электростатическом генераторе [9] (постановка опытов 2, см. рис. 2, б).

Спектрометрический канал регистрации нейтронов включал в себя усилитель с псевдогауссовской формировкой импульсов и амплитудно-цифровой преобразователь.

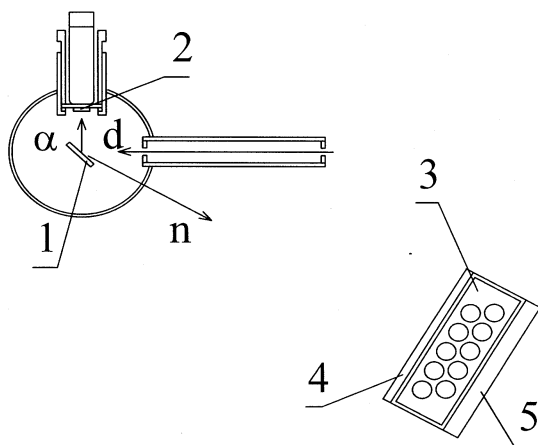
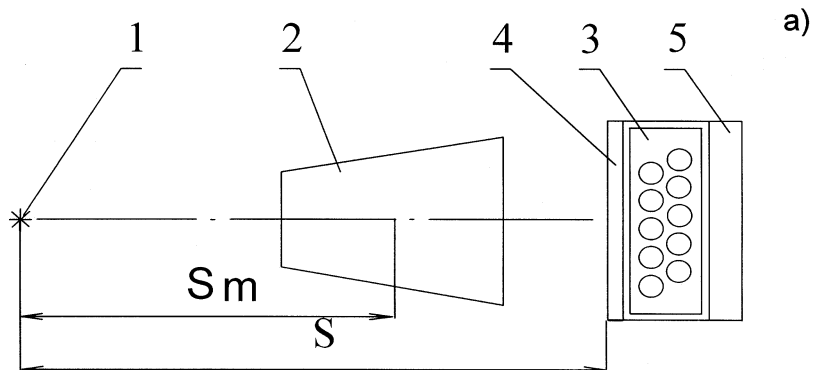


Рис. 2. а) Схема постановки опытов с источниками ^{252}Cf , Pu - Be: 1 - источник нейтронов ^{252}Cf (Pu - Be); 2 - замедлитель из полиэтилена; 3 - ^3He -детектор; 4, 5 - передняя и задняя стенки ^3He -детектора.

б) Схема постановки опыта на ускорителе Ван-де-Граафа: 1 - тритиевая мишень; 2 - α -детектор; 3 - ^3He -детектор; 4, 5 - передняя и задняя стенки детектора

Формула для вычисления эффективности регистрации нейтронов в случае постановки опытов 1 имеет вид

$$\varepsilon_n = \frac{N_n^{reg} - N_{backg}^{reg}}{I_n \Omega_n T}, \quad (1)$$

где N_n^{reg} , N_{backg}^{reg} - числа событий, зарегистрированных детектором в течение времени измерения T при облучении его потоком нейтронов от источника ^{252}Cf (Pu - Be) и в случае фоновых измерений соответственно; Ω_n – телесный угол детектора; I_n – интенсивность потока нейтронов, испущенных источником в телесном угле 4π .

Величина N_{backg}^{reg} определялась в дополнительных опытах (см. рис.2, а) с использованием замедлителя 2 из полиэтилена, расположенного на расстоянии S_m , примерно равном половине расстояния S от источника нейтронов до детектора. Толщина данного замедлителя вдоль направления падающего потока нейтронов на детектор составляла 460 мм. При наличии такого замедлителя в детектор попадали только нейтроны от источника, рассеянные от стен, пола и потолка помещения (выбранная толщина замедлителя в 4 раза превышала слой половинного ослабления потока быстрых нейтронов для полиэтилена).

Энергетические спектры нейтронов, измеренные с источниками ^{252}Cf и Pu + Be [10,11], приведены на рис. 3.

На рис.4 и 5 в качестве примера для источников нейтронов ^{252}Cf и Pu + Be при $S=2$ м приведены зависимости эффективности регистрации нейтронов от толщины передней и задней стенок замедлителя ^3He -детектора. Как видно из рисунков, оптимальные толщины передней и задней стенок ДТН из полиэтилена составляют 15 и 50 мм для источника нейтронов ^{252}Cf , а для Pu - Be 35 и 50 мм соответственно.

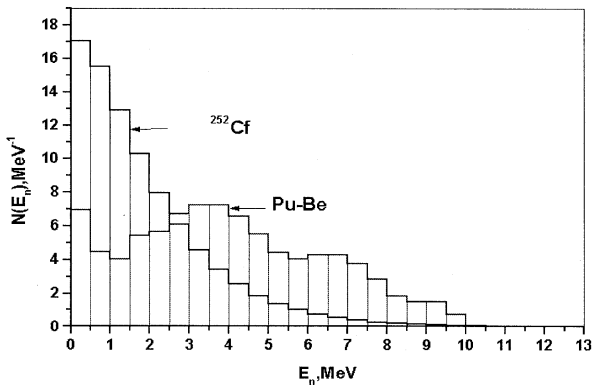


Рис. 3. Энергетические спектры нейтронов от источников ^{252}Cf и Pu - Be

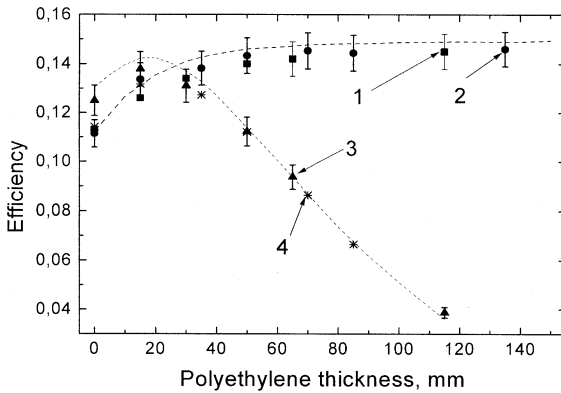


Рис. 4. Зависимости эффективности регистрации нейтронов, испущенных источником ^{252}Cf , от толщины переднего и заднего слоев замедлителя из полиэтилена: 1,2 - толщина переднего слоя 35 и 15 мм соответственно; 3,4 - толщина заднего слоя 35 и 15 мм соответственно. Пунктирные линии - результаты расчета методом Монте-Карло, соответствующие условиям опытов 2 и 3

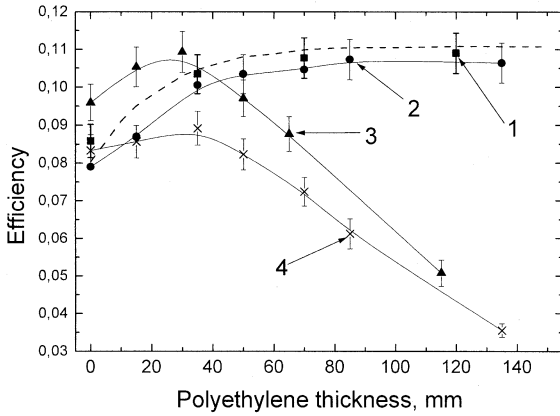


Рис. 5. Зависимости эффективности регистрации нейтронов, испущенных источником Pu - Be, от толщины переднего и заднего слоев замедлителя из полиэтилена: 1,2 - передний слой 35 и 15 мм соответственно; 3,4 - задний слой 35 и 15мм соответственно. Пунктирная линия - результат расчета методом Монте-Карло, соответствующий условиям измерения 1. Сплошные линии - результат аппроксимации экспериментальных данных 2, 3 и 4

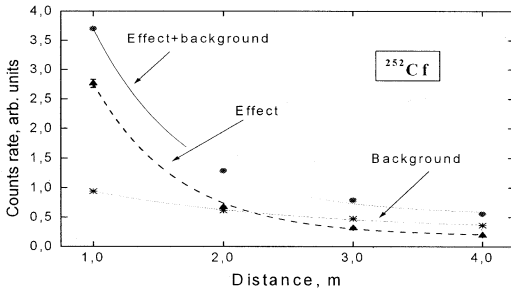


Рис.6. Зависимость скорости счета зарегистрированных событий от расстояния между источником нейтронов ^{252}Cf и ДТН. Пунктир – расчет методом Монте – Карло

На этих же рисунках для условий проведения измерений 2, 3 (рис. 4) и 1 (рис. 5) пунктиром изображены соответствующие зависимости, полученные методом Монте-Карло (МК) с использованием программы MCNP [12]. Как видно, наблюдается хорошее согласие между экспериментальными и расчетными результатами.

Следует отметить, что для корректного измерения ϵ_n для каждого фиксированного расстояния между источником нейтронов и ДТН определялись: оптимальные толщины передней и задней стенок замедлителя ^3He -детектора; вклад фона в полное число зарегистрированных событий за счет детектирования нейтронов, рассеянных от стен, помещения и пола, с последующей их регистрацией (см. рис.6 и 7; пунктиром изображены расчетные зависимости, полученные методом МК).

На рис.8 в качестве примера приведены результаты измерения эффективности регистрации нейтронов, испущенных ^{252}Cf , для различных расстояний от источника нейтронов до детектора. Наблюдаемое постоянство ϵ_n при расстояниях S больше 2 м (см. рис.8) объясняется тем, что эффективная толщина замедлителя при проведении данных измерений изменяется не столь существенно с вариацией расстояния от источника нейтронов до детектора, отсутствуют систематические ошибки при проведении измерений. На этом же рисунке приведены результаты вычисления эффективностей регистрации методом МК. Как видно, наблюдается хорошее согласие расчетов с экспериментом, что, в свою очередь, подчеркивает и правильность алгоритма анализа экспериментальных данных.

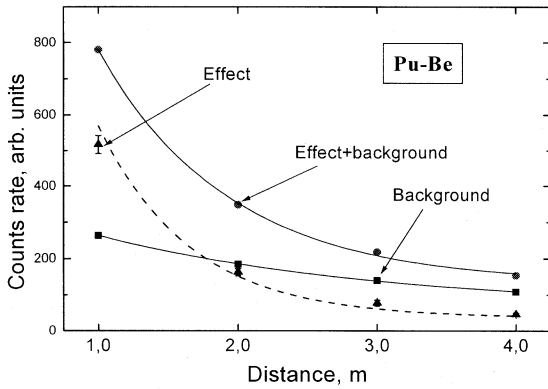


Рис. 7. Зависимость скорости счета зарегистрированных событий от расстояния между источником нейтронов Pu - Be и детектором. Пунктир – результат расчета методом Монте-Карло. Сплошные линии - результат аппроксимации экспериментальных данных

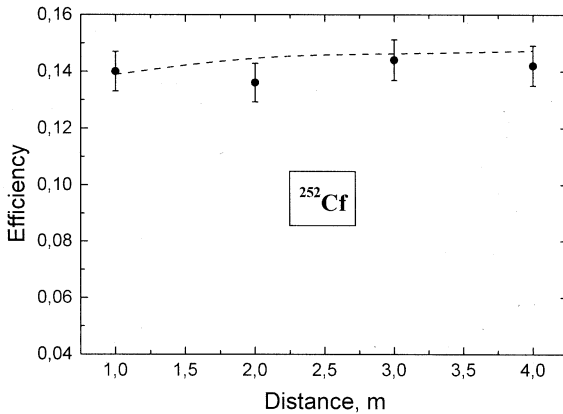


Рис. 8. Измеренные значения эффективности регистрации нейтронов при различных расстояниях между источником ^{252}Cf и детектором. Пунктир-результат расчета

В случае постановки опытов 2 поток нейтронов $I_n \Omega_n$, образующихся в dt -реакции, определялся следующим образом:

$$I_n = \frac{N_\alpha^{reg} \int_{\Omega_n} \frac{d\sigma_{dt}^n(\Theta)}{d\Omega_n} d\Omega_n}{\Omega_n \varepsilon_\alpha T \int_{\Omega_\alpha} \frac{d\sigma_{dt}^\alpha(\Theta)}{d\Omega_\alpha} d\Omega_\alpha}, \quad (2)$$

где N_α^{reg} - число зарегистрированных α -частиц в течение времени T ; Ω_n, Ω_α - телесные углы ДТН и α -детекторов; ε_α -эффективность регистрации α -частиц; $\frac{d\sigma_{dt}^n(\Theta)}{d\Omega_n}$; $\frac{d\sigma_{dt}^\alpha(\Theta)}{d\Omega_\alpha}$ - угловые распределения нейтронов и α -частиц, образующихся

в dt -реакции. Эффективность регистрации α -частиц в данной постановке эксперимента составляла ~ 1 , а относительный телесный угол α -детектора - $9 \cdot 10^{-4}$.

Определение эффективности регистрации нейтронов производилось по формуле (1) с использованием найденного по формуле (2) значения I_n .

Измерение ε_n производилось при энергии дейтронного пучка 450 кэВ. В качестве тритиевой мишени использовался тритид титана (TiT_2).

Детектор нейтронов располагался под углом 150° относительно направления пучка дейтронов. В измерительной камере кроме TiT_2 -мишени располагался детектор α -частиц и интегратор тока для измерения интенсивности дейтронного пучка, падающего на тритиевую мишень. Согласно кинематике dt -реакции, энергия нейтронов, вылетающих из мишени под углом 150° по отношению к направлению дейтронного пучка и падающих на ДТН, составляла 13 МэВ. В качестве α -детектора использовался пластический сцинтиллятор, изготовленный в виде диска диаметром 10 мм и толщиной 0.5 мм, расположенный на расстоянии 75 мм от центра тритиевой мишени под углом 90° к направлению пучка дейтронов. Для защиты α -детектора от попадания рассеянных дейтронов использовалась алюминиевая фольга толщиной 6.3 мкм.

Следует отметить, что параллельно с описанной методикой определения величины $I_n \Omega_n$ производилась также нормировка измеренных выходов нейтронов

в каждой экспозиции на полный поток дейтронов. Такая процедура позволила независимым путем определять соотношения между результатами измерения эффективности регистрации нейтронов в каждой из экспозиций и сравнивать их с аналогичными соотношениями, найденными с использованием абсолютной величины I_n .

На рис. 9 приведены зависимости эффективности регистрации нейтронов с энергией 13 МэВ от толщины задней стенки детектора из полиэтилена для различных толщин передней стенки: 15, 35, 50 и 80 мм. На этом же рисунке пунктиром изображена расчетная зависимость, полученная методом МК и соответствующая толщине передней стенки 35 мм. Как видно, оптимальная толщина передней и задней стенок из полиэтилена для моноэнергетических нейтронов с энергией 13 МэВ — 35 и 70 мм соответственно. При этом эффективность регистрации нейтронов составляет ~5.5 %. Заметим, что применение в качестве задней стенки слоя Рb толщиной 50 мм вместо слоя полиэтилена приводит к увеличению ε_n на 20 % (см. рис.10). Такой рост эффективности обусловлен увеличением альbedo эпитеpmальных нейтронов при использовании задней стенки ДТН из Рb по сравнению со стенкой из полиэтилена. При проведении измерений с источниками ^{252}Cf и Pu - Be данный эффект увеличения эффективности регистрации нейтронов нами не обнаружен. Это связано с тем, что доля эпитеpmальных нейтронов, попадающих в задний слой поглотителя и испытывающих обратное рассеяние, в случае использования источника моноэнергетических нейтронов с энергией 13 МэВ существенно больше соответствующей величины при работе с источниками ^{252}Cf и Pu-Be (см. рис.3).

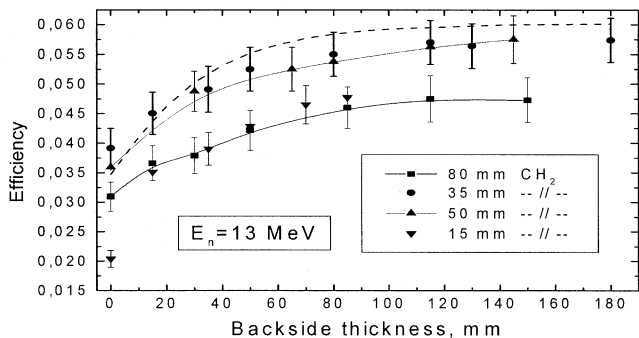


Рис. 9. Зависимость эффективности регистрации нейтронов dt -реакции от толщины задней стенки замедлителя из полиэтилена для различных толщин передней стенки из полиэтилена. Пунктир – результат расчета, соответствующий толщине переднего слоя 35 мм. Сплошные кривые - результат аппроксимации экспериментальных данных, соответствующих толщинам переднего слоя 50 и 80 мм

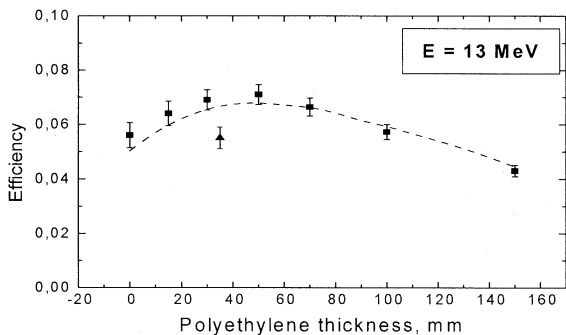


Рис. 10. Зависимость эффективности регистрации нейтронов с энергией 13 МэВ от толщины передней стенки из полиэтилена при условии, что задней стенкой детектора является слой Pb толщиной 50 мм. ▲ - значение эффективности, соответствующее толщинам передней и задней стенок из полиэтилена 35 и 50 мм соответственно. Пунктир - расчет

Кроме проведенных измерений, нами были выполнены исследования влияния пассивной защиты из Pb, расположенной перед ДТН, на величину ε_n . Такие исследования были продиктованы, как было отмечено во введении, особыми условиями использования детекторов тепловых нейтронов в экспериментах на сильноточных импульсных ускорителях [1-3]¹.

Согласно результатам работ [12-13], для подавления фоновой загрузки ДТН необходимо использование защиты из свинца толщиной ~50 мм.

На рис.11 приведены зависимости эффективности регистрации моноэнергетических нейтронов с энергией 13 МэВ, а также нейтронов, испускаемых источниками ²⁵²Cf и Pu - Be, от толщины слоя свинца, расположенного перед фронтальной плоскостью ДТН.

Следует отметить, что толщины переднего и заднего слоев полиэтиленового замедлителя в каждом конкретном случае соответствовали оптимальным и были выбраны согласно процедуре, описанной выше.

Определение эффективности регистрации производилось согласно формулам (1) и (2), только под I_n , Ω_n подразумевалась интенсивность потока нейтронов, падающих на слой свинца, покрывающий фронтальную плоскость нейтронного детектора, а под Ω_n – телесный угол, определяемый слоем Pb.

Как видно из рис.11, в случае использования источников ²⁵²Cf и Pu - Be при толщине слоя Pb 50 мм, эффективность регистрации нейтронов, падающих на фронтальную часть детектора, уменьшается на 35 % и 20 % соответственно. На этом же рисунке приведены результаты расчета методом МК, которые достаточно хорошо согласуются с экспериментом.

¹ Для четкой идентификации изучаемых физических процессов с использованием данного типа ускорителей необходимо подавить загрузку ДТН, обусловленную тормозным и рентгеновским излучением, до требуемого по условиям эксперимента уровня.

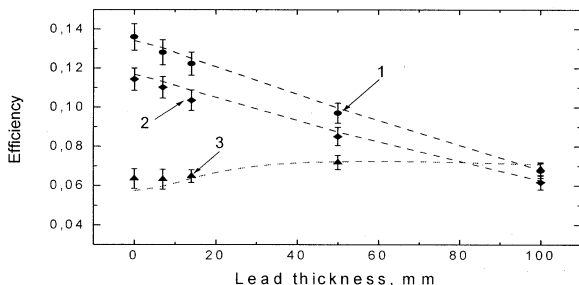


Рис. 11. Зависимости эффективности регистрации нейтронов от толщины слоя свинца, расположенного перед детектором, полученные для различных источников нейтронов: 1 - ^{252}Cf (толщины переднего и заднего слоя из полиэтилена составляют 15 и 50 мм соответственно); 2 - Pu-Be (передний слой - 35 мм, задний - 50 мм); 3 - $E_n = 13$ МэВ (передний слой - 35 мм, задний слой - 70 мм). Пунктирные линии – результаты расчетов методом Монте-Карло

Что касается моноэнергетических нейтронов с энергией 13 МэВ, то здесь наблюдается противоположный эффект – рост ε_n с увеличением толщины переднего слоя Pb в диапазоне 0 - 50 мм. Данный рост эффективности обусловлен увеличением выхода нейтронов за счет протекания $\text{Pb}(n, 2n)$ -, $\text{Pb}(n, 3n)$ -реакций. Эффективность регистрации нейтронов при толщине переднего слоя Pb 50 мм возрастает на ~20 %.

3.2. Время жизни нейтронов в детекторе

Для корректного определения выхода нейтронов из изучаемой реакции необходимо знание времени жизни τ_n нейтрона, попавшего в замедлитель ^3He -детектора. Время жизни нейтрона в ДТН определяется как время, прошедшее от момента попадания быстрого нейтрона в детектор до момента его захвата ядром ^3He (момент появления сигнала с ^3He -счетчика) либо протоном ($p + n \rightarrow d + \gamma$ (2.3 МэВ)). Это время складывается из времени замедления нейтрона в полиэтилене

до скоростей порядка тепловых и времени диффузии нейтрона в замедлителе до момента его захвата в ${}^3\text{He}$ -счетчике, либо водородом в полиэтилене.

Распределение времен жизни нейтронов в детекторе (время замедления нейтронов существенно меньше времени его диффузии в замедлителе) может быть представлено в виде экспоненты с показателем, равным так называемому “эффективному” времени жизни нейтронов в детекторе. Естественно, что каждому конкретному энергетическому распределению нейтронов соответствует определенное “эффективное” время жизни нейтронов в нем.

Временное распределение сигналов на выходе детектора dN_n^{reg}/dt , интенсивность потока нейтронов I_n , образующихся в изучаемой реакции, а также ее сечение σ_n могут быть определены как ²

$$dN_n^{reg}/dt = \frac{I_n \Omega_n \varepsilon_n \Delta T}{\tau_n} \exp(-t/\tau_n), \quad (3)$$

$$I_n = \frac{N_n^{reg}}{\Omega_n \varepsilon_n \Delta T}, \quad \sigma_n = \frac{I_n}{I_p dn} = \frac{N_n^{reg}}{\Omega_n \varepsilon_n \Delta T I_p dn}, \quad (4)$$

где ΔT – длительность нейтронного импульса; N_n^{reg} – выход зарегистрированных нейтронов; I_p – поток частиц, падающих на мишень и вызывающих протекание изучаемой ядерной реакции; d – толщина мишени; n – плотность ядер мишени.

Для подтверждения сказанного в качестве примера рассмотрим случай изучения dd -реакции $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$ (2.5 МэВ) с использованием плазменного импульсного ускорителя [1-3]. Временное распределение сигналов на выходе ДТН с достаточно хорошей точностью описывается формулой (3), так как длительность нейтронного импульса, определяемая длительностью высоковольтного импульса ($\tau_{HV} = 60 - 80$ нс), существенно меньше времени жизни нейтрона в ${}^3\text{He}$ -

² Предполагается, что длительность нейтронных импульсов существенно меньше времени жизни нейтрона в детекторе и частота их следования удовлетворяет условию $f \ll 1/\tau_n$.

детекторе (десятки микросекунд). Аппроксимируя временное распределение зарегистрированных нейтронов выражением (3) и используя формулу (4) с известными значениями Ω_n , ε_n и τ_n , нетрудно найти величину абсолютного выхода нейтронов I_n и сечение изучаемой dd -реакции.

Измерение величины τ_n можно осуществить на нейтронном импульсном генераторе с использованием dd - реакции как источника нейтронов с энергией 2.5 МэВ. В общем случае, когда имеется какое-то энергетическое распределение нейтронов, образующихся в изучаемых реакциях, величину τ_n определяют расчетным путем с использованием метода Монте-Карло.

Однако для тестирования алгоритма программы вычисления τ_n необходимо произвести сравнение расчетных и экспериментальных значений данной величины. Экспериментальные значения τ_n , соответствующие различным энергетическим распределениям нейтронов, можно получить путем использования радиоактивных источников нейтронов ^{252}Cf , Pu-Be (Po-Be).

Ниже приводится краткое описание методики измерения τ_n с использованием источников ^{252}Cf и Pu-Be (Po-Be). На рис.12 (вставка) приведена схема постановки опыта. Между источником нейтронов и ДТН расположен сцинтилляционный детектор быстрых нейтронов S на основе пластика (100x100x10 мм). Толщины переднего и заднего слоев полиэтиленового замедлителя ДТН при работе с источниками нейтронов соответствовали оптимально выбранным значениям для ^{252}Cf и Pu-Be (см.п.3.1). В приведенной геометрии рассмотрим судьбу нейтронов, испущенных источником в телесном угле сцинтиллятора детектора S. За счет процесса упругого рассеяния нейтронов на протонах вещества сцинтиллятора возможна регистрация нейтронов детектором S с вероятностью $W \sim 1 - \exp(-n\sigma l)$, где n – плотность ядер водорода в сцинтилляторе, σ - сечение упругого рассеяния нейтронов на протонах, являющееся функцией от энергии нейтрона, l – толщина сцинтиллятора вдоль траектории нейтрона, попадающего в него (при энергии нейтронов меньше 15 МэВ энергетическое распределение протонов отдачи в системе центра масс изотропно).

Нейтроны, рассеянные в веществе сцинтиллятора S в переднюю полусферу, попадают в ДТН, где происходит их замедление с возможным последующим захватом ядрами ${}^3\text{He}$ ($n + {}^3\text{He} \rightarrow t + p$), либо ($n + p \rightarrow d + \gamma$) (2.23 МэВ). При этом момент появления сигнала со сцинтилляционного детектора S является началом отсчета времени жизни нейтрона в ДТН (физический нуль времени). Таким образом, мы имеем возможность измерить: распределение временных интервалов $t = t_{\text{ДТН}} - t_{\text{S}}$ ($t_{\text{ДТН}}$ и t_{S} - времена появления сигналов с ДТН и сцинтилляционного детектора S) между сигналами с детектора S и ДТН; числа событий $N_n^{\text{рег}}(t)$, зарегистрированных ДТН в течение различных временных интервалов t .

Для данной постановки эксперимента по измерению τ_n аналитические выражения, описывающие распределение временных интервалов t и зависимость $N_n^{\text{рег}}(t)$ в расчете на одно срабатывание детектора S, имеют следующий вид:

$$N_n^{\text{рег}}(t)/dt = \frac{A}{\tau} \exp(-t/\tau_n), \quad A = N_n \varepsilon_n, \quad (5)$$

$$N_n^{\text{рег}}(t) = A (1 - \exp(-t/\tau_n)), \quad (6)$$

где $N_n^{\text{рег}}(t)$ - число событий, зарегистрированных ДТН в течение интервала длительностью t относительно момента появления сигнала с детектора S; $N_n^{\text{рег}}(t)$ - число нейтронов, попавших в ДТН после срабатывания сцинтилляционного детектора.³

Заметим, что срабатывание детектора S может быть обусловлено не только регистрацией быстрых нейтронов, но и γ -излучения, сопутствующего как процессу деления ядер ${}^{252}\text{Cf}$, так и процессу протекания реакции $\alpha + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{13}\text{C}^* \rightarrow {}^{12}\text{C} + n + 5.71 \text{ МэВ}$ в источнике Pu-Be.

В приведенной постановке эксперимента для корректных измерений τ_n интенсивность нейтронного потока, падающего на детектор ($I_n \Omega_n$), должна удовле-

³ Средняя множественность нейтронов k на один акт деления ${}^{252}\text{Cf}$ составляет 3.75.

творять следующему условию: $(I_n \Omega_{\text{det}} \varepsilon_n) \ll 1/\tau_n$. Данное условие продиктовано необходимостью предельного уменьшения вероятности регистрации событий, принадлежащих двум и более последовательным актам деления ядер ^{252}Cf , либо протекания реакции $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$.

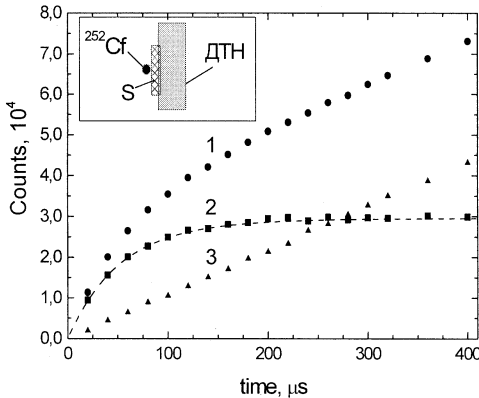


Рис.12. Интегральные счета $N_n^{\text{reg}}(t)$ событий, зарегистрированных в рабочих (1) и фоновых (3) экспозициях, а также соответствующие разности этих величин (2), полученные с использованием источника нейтронов ^{252}Cf . Пунктир – расчет

На рис.12 приведены интегральные счета $N_n^{\text{reg}}(t)$ событий, зарегистрированных в рабочих и фоновых экспозициях, а также соответствующие разности этих величин. В результате аппроксимации экспериментальных зависимостей $N_n^{\text{reg}}(t)$ выражением (6) найдены значения времени жизни нейтронов τ_n в детекторе тепловых нейтронов при использовании источников ^{252}Cf и Pu-Be:

$$\tau_n^{\text{exp}}(^{252}\text{Cf}) = (53.3 \pm 0.6) \text{ мкс}; \tau_n^{\text{exp}}(\text{Pu-Be}) = (56.8 \pm 1.5) \text{ мкс} .$$

Значения величины τ_n , найденные путем аппроксимации распределений $N_n^{\text{reg}}(t)$ выражением (6), полученные с помощью метода Монте-Карло, составляют:

$$\tau_n^{\text{МК}}(^{252}\text{Cf}) = (53.6 \pm 0.5) \text{ мкс}; \tau_n^{\text{МК}}(\text{Pu-Be}) = (55.2 \pm 0.9) \text{ мкс} .$$

Как видно, наблюдается достаточно хорошее согласие между расчетными и экспериментальными значениями τ_n , найденными для источников нейтронов ^{252}Cf и Pu-Be.

Существующее различие между приведенными значениями $\tau_n^{\text{exp}}(^{252}\text{Cf})$ и $\tau_n^{\text{exp}}(\text{Pu-Be})$ обусловлено, как и следовало ожидать, разными средними временами замедления нейтронов, испущенных источниками ^{252}Cf и Pu-Be (см. рис. 3). Хотя энергетические спектры нейтронов от источников Pu-Be и ^{252}Cf довольно сильно различаются по форме, тем не менее различие в значениях величины τ_n носит не столь резкий характер. Это связано с тем, что среднее время замедления нейтронов в полиэтиленовом замедлителе (~единицы мкс) для источников ^{252}Cf и Pu-Be существенно меньше времени диффузии нейтронов, которое в основном и определяет величину τ_n .

Следует отметить, что определение τ_n в случае использования изотопа ^{252}Cf можно осуществить путем измерения распределения временных интервалов между последовательно зарегистрированными событиями от одного акта деления ядра ^{252}Cf .

Созданная нами электронная логика позволяла измерять интегральную зависимость счета событий $N_n^{\text{reg}}(t)$ в интервале времен измерения от 0 до 800 мкс.

4. Заключение

Проведенные нами исследования позволили определить основные характеристики созданных детекторов тепловых нейтронов на основе ^3He -счетчиков. Кроме определения эффективности регистрации нейтронов в широком диапазоне энергий $E_n = 0 - 13$ МэВ, были также найдены оптимальные толщины полиэтиленового замедлителя детектора и слоя защиты из Pb для подавления фоновой загрузки ДТН до пренебрежимого уровня при работе в сильных полях γ -квантов и тормозного излучения. Сравнение расчетных и экспериментальных значений времени жизни нейтронов в детекторе, полученных для источников ^{252}Cf и Pu-Be, свидетельствует о корректности алгоритма программы вычисления данной вели-

чины в интервале энергий нейтронов 0 - 15 МэВ. Это обстоятельство дает возможность определения расчетным путем величины τ_n для любой формы энергетического распределения нейтронов в указанном выше интервале энергий.

Созданные детекторы тепловых нейтронов могут успешно использоваться в экспериментах по изучению ядерных реакций с применением мощных импульсных ускорителей ионов.

Авторы выражают благодарность А.П. Кобзеву и И.А.Чепурченко за помощь при проведении измерений и обеспечение бесперебойной работы ускорителя Ван-де-Граафа, а также В.И. Лушикову и А.В. Стрелкову за полезные и плодотворные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 00-02-17203) и гранта Полномочного Представителя Польши в ОИЯИ.

Литература

1. V.M.Bystritsky et al., *Yadernaya Fizika*, 60 (1997) 1349 (in Russian); *Physics of Atomic Nuclei*, 60 (1997) 1217.
2. V.M.Bystritsky et al., *Laser and Part. Beams*, 18 (2000) 1.
3. V.M.Bystritsky et al., *JINR Preprint D15-99-163*, Dubna, 1999; *Physics of Atomic Nuclei*, 5 (2001).
4. P.G.Burkhalter et. al., *J. Appl. Phys.* 50 (1979) 1.
5. N.F.Kovsharov et al., *Prib. Tekhn. Eksp. (USSR)*, 6 (1987) 84.
6. F.S.Feller et al., *Phys. Fluids* 31 (1988) 2053.
7. M.A.Liberman, A.B.Budko, *AIP Conf. Proc.* 195 (1989) 174.
8. I.H.Mitchell et al., *Rev. Sci. Instr.* 67 (1996) 1553.
9. A.P.Kobzev, in: *Proc. Intern. Workshop "Activation Analysis in Environment Protection"*, 15-18 September 1992, Dubna, D14-93-325, p.177-185.
10. H.Marten, D.Pichter, D.Seeliger et al., *Nucl. Sci. Eng.* 106 (1990) 353.

11. M.E.Anderson, R.A.Neff, Nucl. Instrum. Methods, 99 (1972) 231.
- 12.MCNP - a general Monte Carlo N Particle Transport Code. Version 4B, LA - 12625 - M, 1997.
13. Vit.M.Bystritskii et al., Albuquerque, NM, USA, 3-6 July 1995. Edited by: Baker W.L., Copperstein G. New York, NY, USA: IEEE, 1995, p.1215.
14. V.M.Bystritsky et al., Nucleonika, 42 (1997) 775.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 июля 2001 года.

Борейко В.Ф. и др.

D15-2001-145

^3He -детекторы в экспериментах
на мощных импульсных ускорителях

Рассмотрена возможность использования детектора тепловых нейтронов в сильных полях γ -квантов и тормозного излучения. Описывается конструкция детектора тепловых нейтронов на основе 10 пропорциональных счетчиков, заполненных ^3He под давлением 2 атм и помещенных в полиэтиленовый замедлитель. Приведены результаты измерения эффективности регистрации нейтронов и времени их жизни в созданном детекторе при облучении его потоками нейтронов из dt -реакции и от источников ^{252}Cf и Pu-Be . Экспериментальным путем проведена оптимизация толщин полиэтиленового замедлителя детектора и слоя Pb , используемого для подавления фоновой загрузки детектора при работе в полях мощного электромагнитного излучения.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П.Джелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

Перевод авторов

Boreiko V.F. et al.

D15-2001-145

^3He -Detectors in Experiments at the Powerful Pulsed Accelerators

A possibility of using a thermal neutron detector in the high γ -quantum and bremsstrahlung fields is considered. The design of the thermal neutron detector consisting of 10 counters filled with ^3He under the pressure of 2 atm and enclosed in the polyethylene moderator is described. The results of measuring the neutron recording efficiency and neutron lifetimes by this detector exposed to a neutron flux from the dt -reaction and from the ^{252}Cf - and Pu-Be -sources are reported. The thicknesses of the polyethylene moderator and the Pb -layer used for suppression of the background in the fields of powerful electromagnetic radiation are optimized.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2001

Редактор Е.Ю.Шаталова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 14.08.2001
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 1,65
Тираж 210. Заказ 52818. Цена 1 р. 65 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области