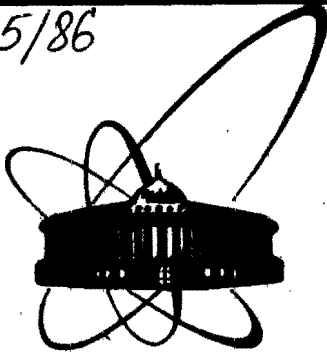


СЗЧН.1св

5515/86



**СООБЩЕНИЕ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P13-86-456

С.П.Авдеев, А.Т.Василенко, В.А.Карнаухов,
В.Д.Кузнецов, Г.В.Мышинский, Л.А.Петров

**УСТАНОВКА ДЛЯ ПОИСКА СОБЫТИЙ
МНОЖЕСТВЕННОЙ ЭМИССИИ
ЗАДЕРЖАННЫХ НЕЙТРОНОВ**

1986

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе описывается установка для поиска событий множественной эмиссии задержанных нейтронов в релятивистских ядро-ядерных соударениях. Наблюдение таких событий явилось бы веским аргументом в пользу существования изомеров плотности /или формы/ с аномально большой энергией возбуждения.

Вопрос о возможности существования изомеров плотности, возникший сорок лет назад ^{/1/}, получил современное обоснование в модели пионной конденсации /см. обзорные работы Мигдала ^{/2,3/}/. Теория рассматривает физические следствия фазового перехода, связанного с перестройкой пионного поля в достаточно плотной нуклонной среде. Выигрыш в энергии при фазовом переходе может изменить знак сжимаемости ядерного вещества и привести к появлению устойчивого состояния с повышенной плотностью. Оказывается возможным существование суперплотных ядер, стабильных или метастабильных относительно перехода в нормальное состояние.

Из работы ^{/4/}, где рассмотрены свойства конечных ядер с повышенной плотностью, следует, что обнаружение метастабильных суперплотных ядер, по-видимому, более вероятно. Диапазон энергий возбуждения таких изомеров $0 \leq E^* \leq V/A$, где V/A - полная энергия связи ядра с нормальной плотностью. Эта энергия будет выделяться при туннельном переходе через барьер, разделяющий суперплотную и нормальную фазы, приводя к множественной эмиссии нуклонов. Вероятность туннельного перехода экспоненциально зависит от параметров барьера и массового коэффициента. Следует ожидать, что, как и в случае спонтанного деления, время жизни может варьироваться в широких пределах.

До сих пор состояние теории π -конденсации таково, что она не претендует на количественные выводы относительно свойств суперплотных состояний ядер. Это обстоятельство делает необходимым проведение поисковых экспериментов.

Отметим, что изомерные состояния высокой энергии возбуждения /несколько десятков МэВ/ могут иметь и иную природу. В работе ^{/5/} показано, что возможно существование изомеров, отвечающих торoidalной или "пузырьковой" форме ядра. Распад таких изомеров также должен сопровождаться множественной эмиссией задержанных нейтронов.

Вся работа механизма перемещения мишени проходит под контролем электронной схемы управления движением мишени /УДМ/./см. рис.2/. Длительность режима облучения /измерения/ задается временем экспозиции временного анализатора /ВА/. При наличии сигнала "Конец экспозиции" опорным сигналом для начала движения мишени является очередной синхроимпульс ускорителя /СИ/. Этим сигналом начинается новая экспозиция ВА, включается питание электродвигателя, отключается тормоз и включается муфта сцепления. При движении мишени вверх /вниз/ опорным сигналом для остановки является сигнал фотодиодного датчика ФД1 /ФД2/. По сигналу датчика схема управления отключает привод электродвигателя и с заданной задержкой включает тормоз. Корректировка точки остановки мишени осуществляется путем изменения времени задержки.

3. ДЕТЕКТОР НЕЙТРОНОВ

Для регистрации нейтронов используется детектор /рис.1/, состоящий из полиэтиленового блока-замедлителя /З/ и размещенных в его объеме пропорциональных цилиндрических счетчиков, заполненных ^3He до давления 4 атм /2/. Блок замедлителя прямоугольной формы /500x700x630 мм / имеет вертикальный осевой канал ϕ 130 мм, в центре которого устанавливается измеряемый образец. Счетчики расположены в три ряда по 12 штук в каждом ряду в вертикальных каналах блока-замедлителя вокруг центральной полости детектора.

Быстрые нейтроны, испущенные образцом, за время порядка нескольких микросекунд замедляются до тепловых скоростей и затем либо захватываются веществом детектора, либо уходят из него. Благодаря большому сечению /5700 б/ захвата тепловых нейтронов в реакции $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ значительная доля нейтронов регистрируется ^3He -счетчиками. Эффективность регистрации одиночных нейтронов ϵ_1 измерялась с помощью /Ро-Ве/-источника. Полученное значение $\epsilon_1 = 0,40$ используется в дальнейших оценках. Высокая эффективность регистрации нейтронов - важное достоинство данного типа детекторов. Очевидным минусом следует считать большое среднее время жизни нейтрона в детекторе, определяющее его временное разрешение. Откликом детектора на событие, с одновременным испусканием n нейтронов, является группа импульсов /в среднем $\epsilon_1 n$ штук/, скоррелированных по времени появления в соответствии с распределением для времени жизни нейтрона в детекторе.

Схема включения счетчиков показана на рис.2. Высоковольтным электродом счетчика является его корпус - тонкостенная металлическая трубка / ϕ 32 мм, длина 560 мм/. Свиряющий электрод - нить, закрепленная на двух стеклянных изоляторах, снабженных охранными кольцами. Высокое напряжение /-2200 В/ отрицательной полярности подается на корпуса всех счетчиков от одного источника питания через ограничивающие сопротивления $R = 5,6 \text{ МОм}$. По переменной составляющей высоковольтный электрод заземлен че-

рез емкость $C = 4700 \text{ пФ}$, охранные кольца заземлены, собирающий электрод находится под потенциалом земли /сопротивление нагрузки смонтировано в предусилителе и на рис.2 не показано/. Такой вариант включения счетчиков, оптимальный с точки зрения защиты от пробоев по поверхности изоляторов, удобен и конструктивно, так как материал замедлителя является хорошим изолятором.

Каждый счетчик снабжен усилительным трактом. Амплитудный отбор осуществляется с помощью дифференциальных дискриминаторов. Спектры импульсов со всех счетчиков подобны: они имеют форму асимметричного пика с затянутым спадом в сторону малых амплитуд и полушириной $\approx 20\%$. Дифференциальные дискриминаторы отбирают амплитуды, попадающие в область пика. Выходные сигналы поступают на логический сумматор. Один счетчик /№ 36 на рис.2/, разгерметизировавшийся в процессе эксплуатации, использовался в качестве "антенны" для защиты от электромагнитных помех. Амплитудный отбор в этом тракте осуществляет интегральный дискриминатор. Его выходной импульс подается на схему блокировок, где формируется блокирующий сигнал заданной длительности.

Распределение времени жизни нейтрона в детекторе измерялось для событий множественной эмиссии нейтронов, связанных со спонтанным делением ^{238}U /масса образца 1 кг/ и взаимодействием космических частиц с материалом детектора /фон/. В качестве временной отметки момента появления нейтронов в детекторе использовался первый импульс в группе коррелированных импульсов на выходе сумматора. Импульсы с выхода сумматора поступали на вход анализатора, работающего в мультискейлерном режиме. Первый пришедший импульс осуществлял запуск анализатора с задержкой, достаточной для того, чтобы пусковой импульс не регистрировался на его входе. Результаты измерений показаны на рис.3. Полученные распределения примерно одинаковы. Они не описываются одной экспонентой, что, по-видимому, является следствием неомогенности детектора. Среднее время жизни нейтрона в нашем детекторе равно $\approx 65 \text{ мкс}$.

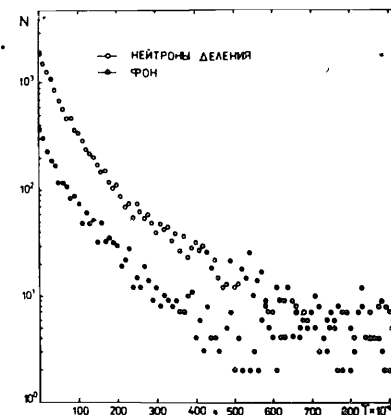


Рис.3. Распределения времени жизни нейтрона в детекторе, измеренные для нейтронов спонтанного деления и нейтронов, образующихся при взаимодействии космических частиц с материалом детектора.

4. СХЕМА ИЗМЕРЕНИЯ МНОЖЕСТВЕННОСТИ

Измерение множественности события сводится к счету числа импульсов в коррелированной группе на выходе сумматора в течение заданного временного интервала Δt . Был выбран интервал $\Delta t = 100$ мкс, что отвечает $\approx 70\%$ /см.рис.3/ вероятности попадания импульса коррелированной группы в интервал измерения, отсчитываемый от первого импульса группы.

В нижней части рис.2 приведена импульсная диаграмма, иллюстрирующая работу электроники на примере группы из 7 импульсов. Импульсы с сумматора после формирователя длительности $/O_1/$ и разветвителя $/P_2/$ поступают на входы трех схем кратных событий $/B/$ $/КС/$ и на одновибратор длительности $/O_2/$. Первый пришедший импульс формирует на $/O_2/$ сигнал "Ворота" длительностью 100 мкс, который поступает на управляющий вход схемы $/КС_1/$. Сам сигнал "Ворота" несет информацию о том, что множественность события $m \geq 1$. Схемы кратных событий устроены так, что могут отреагировать только на два первых импульса, поступивших на их вход при наличии сигнала "Ворота". В рассматриваемом случае схема $/КС_1/$ регистрирует приход второго и третьего импульсов группы появлением сигналов соответственно на выходах 1 и 2. Эти сигналы устанавливаются с задержкой 20 нс относительно момента появления входных импульсов и держатся до окончания сигнала "Ворота". Сигнал на выходе 1 информирует, что множественность события $m \geq 2$, а сигнал на выходе 2 означает, что $m \geq 3$. Для измерения больших значений множественности сигнал с выхода 2 схемы $/КС_1/$ подается на управляющий вход схемы $/КС_2/$, а сигнал с выхода 2 схемы $/КС_2/$ - на управляющий вход схемы $/КС_3/$.

К моменту окончания интервала измерения в этом иллюстративном примере электроника "обработает" 6 из 7 коррелированных импульсов. Приход каждого импульса вызывает появление соответствующего сигнала о множественности события от $m \geq 1$ до $m \geq 6$. Седьмой импульс группы, не попавший в интервал измерения, инициирует новое измерение в следующем интервале 100 мкс. Таким образом, электроника зарегистрирует второе событие с множественностью $m \geq 1$. Возможность такого рода искажений учитывается в расчете функции отклика прибора.

5. НАКОПЛЕНИЕ ИНФОРМАЦИИ

Основой системы накопления информации является многоканальный счетный анализатор $/ВА/$, собранный на базе цифровых блоков в стандарте КАМАК, разработанных в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ^{77/}. В анализаторе предусмотрена возможность оперативного разбиения ОЗУ $/4K \times 16$ бит/ на 1, 2, 4 или 8 одинаковых участков в соответствии с числом используемых входов. На рис.2 показана схема эксперимента, в котором информация поступает на 8 входов

анализатора: первый отведен для импульсов с выхода сумматора нейтронного детектора, а семь остальных - для импульсов со схемы измерения множественности от $m \geq 1$ до $m \geq 7$. Работа анализатора начинается по сигналу "Начало экспозиции", который формируется схемой управления движением мишени $/УДМ/$. За время экспозиции анализатор выполняет 512 циклов /в соответствии с числом ячеек участка ОЗУ, закрепленного за каждым входом/. Время цикла задается оператором и может варьироваться в достаточно широких пределах. В течение времени цикла импульсы поступают на 8 входных счетчиков. По окончании времени цикла входы всех счетчиков блокируются и содержимое каждого счетчика добавляется к содержимому очередной ячейки соответствующего участка ОЗУ. По окончании записи в ОЗУ содержимого последнего счетчика все счетчики устанавливаются в нуль, снимается блокировка их входов и начинается отсчет времени нового цикла. При записи в последнюю ячейку последнего участка ОЗУ образуется сигнал "Конец экспозиции". При наличии этого сигнала в УДМ формируется новый сигнал "Начало экспозиции", синхронизованный с очередным синхроимпульсом ускорителя $/СИ/$ так, что появление каждого сигнала "Начало экспозиции" совпадает с окончанием сброса пучка ускорителя.

Режим накопления информации складывается из чередующихся режимов облучения и измерения мишени. Длительность режима облучения /измерения/ определяется временем экспозиции анализатора. Необходимый отбор информации осуществляется с помощью блокирующих сигналов. Все блокирующие сигналы поступают на схему блокировок $/СБ/$, формирующую суммарный блокирующий сигнал, который подается на входы антисовпадений разветвителей P_1 и P_2 . Основные блокирующие сигналы: блокировка на время облучения мишени - формируется в УДМ; блокировка на время сброса пучка - формируется в СБ по сигналу СИ. Таким образом, набор информации происходит только в режиме измерения мишени в промежутках между сбросами пучка ускорителя. Накапливаемая информация представляет собой 8 временных спектров, описывающих интенсивность регистрируемых импульсов в функции времени, прошедшего после облучения мишени.

6. ФУНКЦИЯ ОТКЛИКА ПРИБОРА

Функция отклика прибора устанавливает связь между измеряемым /истинным/ распределением событий по множественности нейтронов и измеренным распределением. Для удобства представления и расчета функции отклика воспользуемся формализмом алгебры матриц.

Измеряемое дискретное распределение $P(m)$ может быть представлено в виде конечной упорядоченной выборки из n чисел

$$P(m) \equiv (P_1, P_2, \dots, P_n),$$

/1/

где P_m - вероятность события с множественностью m или число событий с множественностью m в зависимости от того, нормировано $P(m)$ на единицу или нет. Выборку /1/, записанную в виде одно-столбцовой матрицы, будем рассматривать как вектор \vec{P} в линейном n -мерном пространстве. Распределение $P'(m)$ коррелированных групп импульсов на выходе сумматора по числу импульсов в группе будет отличаться от измеряемого распределения $P(m)$, поскольку эффективность регистрации нейтрона $\epsilon_1 \neq 1$. Связь между этими распределениями определяется уравнением преобразования векторов

$$\vec{P}' = A\vec{P}, \quad /2/$$

где A - $n \times n$ -матрица преобразования, которая может быть названа функцией отклика детектора нейтронов. Аналогично схема измерения множественности преобразует \vec{P}' в измеренное распределение \vec{P}'' :

$$\vec{P}'' = B\vec{P}' = BA\vec{P} = C\vec{P}, \quad /3/$$

где B - $n \times n$ -матрица преобразования - функция отклика схемы измерения множественности, а произведение матриц $C = BA$ - функция отклика прибора.

Для расчета элементов матриц A и B достаточно проследить за откликом детектора нейтронов и схемы измерения множественности на n отдельных событий с множественностью от $m = 1$ до $m = n$. В принятой здесь схеме обозначений каждому такому событию отвечает единичный вектор \vec{e}_m . Следуя правилу перемножения матриц, получим:

$$A\vec{e}_k = \sum_{i=1}^n a_{ik} \vec{e}_i, \quad /4/$$

где a_{ik} - элементы k -столбца матрицы A . Физический смысл элементов a_{ik} очевиден - это вероятности регистрации детектором i нейтронов из k , испущенных в событие, заданном единичным вектором \vec{e}_k . Эти вероятности даются биномиальным распределением:

$$a_{ik} = \begin{cases} \frac{k!}{i!(k-i)!} \epsilon_1^i (1-\epsilon_1)^{(k-i)}, & \text{если } i \leq k \\ 0, & \text{если } i > k, \end{cases} \quad /5/$$

где $\epsilon_1 = 0,4$ - вероятность регистрации детектором одного нейтрона.

Если бы работа схемы измерения множественности заканчивалась после окончания интервала $\Delta t = 100$ мкс, отсчитываемого от первого импульса коррелированной группы, элементы матрицы B определялись бы формулой /5/ после замены ϵ_1 на ϵ_r - вероятность попадания коррелированного импульса в интервал Δt /такие вероятности будем обозначать a_{ik} /. Часть импульсов, оказавшаяся за пределами Δt , инициирует новые измерения, результаты которых электроника регистрирует как дополнительные события. В результате пере-

стает сохраняться нормировка на полное число событий, сохраняется только нормировка на полное число импульсов, поступивших на вход схемы измерения множественности.

Предположим сперва, что $\epsilon_r = \text{const}$ /это справедливо, если распределение на рис.3 аппроксимируется экспонентой/, и проследим за откликом схемы измерения множественности на группы коррелированных импульсов, описываемых единичными векторами:

$$B\vec{e}_1 = \sum_{i=1}^n b_{i1} \vec{e}_i = \vec{e}_1; \quad b_{i1} = \begin{cases} 1; & i = 1 \\ 0; & i \geq 2. \end{cases} \quad /6/$$

Это очевидный результат: один импульс схема измерения всегда регистрирует с множественностью $m = 1$.

$$\begin{aligned} B\vec{e}_2 &= [a_{01}\vec{e}_1 + a_{11}\vec{e}_2] + a_{01}(B\vec{e}_1) = \\ &= (a_{01} + a_{01}b_{11})\vec{e}_1 + a_{11}\vec{e}_2 \equiv \sum_{i=1}^n b_{i2} \vec{e}_i; \end{aligned} \quad /7/$$

$$b_{i2} = (a_{01} + a_{01}b_{11}); \quad b_{22} = a_{11}; \quad b_{i2} = 0 \quad \text{для } i > 2.$$

Смысл записи /7/ следующий. Первый из двух импульсов коррелированной группы запускает интервал измерения множественности. Результат этого измерения заключен в квадратные скобки: с вероятностью $a_{01}(\epsilon_r)$, вычисляемой согласно /5/, будет измерено $m = 1$ /второй импульс не попал в интервал измерения/; с вероятностью $a_{11}(\epsilon_r)$ будет измерено $m = 2$ /второй импульс попал в интервал измерения/. Слагаемое $a_{01}(B\vec{e}_1)$ учитывает результат повторного измерения, которое инициирует "необработанный" с вероятностью $a_{01}(\epsilon_r)$ импульс. Аналогично, используя результаты /6/, /7/, получим

$$\begin{aligned} B\vec{e}_3 &= [a_{02}\vec{e}_1 + a_{12}\vec{e}_2 + a_{22}\vec{e}_3] + a_{02}(B\vec{e}_2) + a_{12}(B\vec{e}_1) = \\ &= (a_{02} + a_{12}b_{11} + a_{02}b_{12})\vec{e}_1 + (a_{12} + a_{02}b_{22})\vec{e}_2 + a_{22}\vec{e}_3 \equiv \sum_{i=1}^n b_{i3} \vec{e}_i. \end{aligned} \quad /8/$$

Продолжая в том же духе, придем к рекуррентной формуле:

$$\begin{aligned} b_{i1} &= \begin{cases} 1; & i = 1 \\ 0; & i > 1 \end{cases} \\ b_{ik} &= \begin{cases} a_{(i-1),(k-1)} + \sum_{j=1}^{k-1} a_{(k-1-j),(k-1)} b_{ij}; & i < k; \\ 0; & i > k; \\ a_{kk}; & i = k. \end{cases} \end{aligned} \quad /9/$$

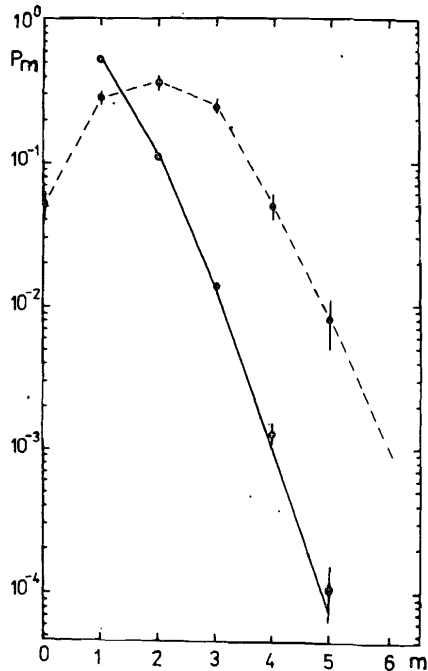
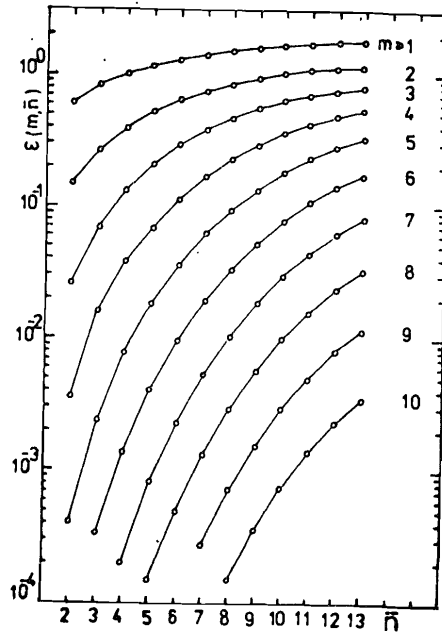


Рис.5. Расчетная зависимость среднего числа регистрируемых событий с множественностью m /в расчете на одно измеряемое событие/, если измеряемое распределение событий по множественности нейтронов имеет пуассоновскую форму со средним \bar{n} .

Рис.4. Сравнение измеренного прибором распределения событий спонтанного деления ^{238}U по множественности нейтронов /открытые точки/ с расчетным откликом прибора /сплошная линия/ на измеряемое распределение, заданное в виде, полученном в работе /8/ /закрытые точки, соединенные пунктирной линией/.



Чтобы учесть зависимость ϵ_r от времени, для расчета матрицы В использовалось следующее приближение: для первого интервала измерения коррелированной группы $\epsilon_{r1} = 0,7$, для второго - $\epsilon_{r2} = 0,6$, для последующих - $\epsilon_{r3} = 0,5$. В этом случае нужно, используя в /9/ ϵ_{r3} , рассчитать матрицу B_2 , затем рассчитать матрицу B_1 , используя в /9/ ϵ_{r2} и элементы матрицы B_2 , и, наконец, матрицу В, используя в /9/ ϵ_{r1} и элементы матрицы B_1 .

Доступный вариант проверки работоспособности функции отклика показан на рис.4. Измеренное прибором распределение по множественности нейтронов спонтанного деления ^{238}U /открытые точки/ сравнивается с расчетным откликом прибора /сплошная линия/ на измеряемое распределение, заданное в виде, полученном в работе /8/ /закрытые точки, соединенные пунктирной линией/.

Функция отклика в виде /20x20/-матрицы использовалась для моделирования отклика прибора на измеряемые распределения множественности, имеющие пуассоновскую форму с \bar{n} от 2 до 13. Результаты показаны на рис.5. Точки, соединенные линиями, дают зависимость среднего числа зарегистрированных событий с данной множественностью m /в расчете на одно исходное событие/ от \bar{n} исходных событий. Измеренное распределение множественностей дается набором точек, отвечающих фиксированному \bar{n} .

7. ОЦЕНКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ УСТАНОВКИ

Количественной характеристикой чувствительности установки может служить верхняя граница вероятности W образования нейтронно-активных изомеров в неупругих взаимодействиях ядер, отвечающая равной нулю средней величине измеренного эффекта при разумной оптимизации реально доступных условий эксперимента. Предполагая пуассоновское распределение со средним \bar{n} для множественности искомого события, получим

$$W \leq \frac{N_m}{N_p (1 - e^{-N_t \sigma_{in}}) \epsilon(T_{1/2}, m) \cdot \epsilon(m, \bar{n})}, \quad /10/$$

где N_m - верхняя граница числа зарегистрированных событий множественности m с заданным уровнем достоверности; N_p - число бомбардирующих частиц, прошедших через мишень; N_t - число атомов/см² в мишени; σ_{in} - сечение неупругого взаимодействия; $\epsilon(m, \bar{n})$ - эффективность регистрации событий, определяемая функцией отклика /см. рис.5/; $\epsilon(T_{1/2}, m)$ - вероятность распада изомерного состояния с периодом полураспада $T_{1/2}$ в "живое время", определяемое режимом накопления информации.

Величина N_m определяется фоном. Результаты измерения фона без пучка показаны в таблице: N_1 - собственный фон детектора, N_2 - фон с неактивированной мишенью из Pb / ϕ 5x1 см/ в рабочем положении. Было установлено, что фоновые события с $m > 1$ определяются множественной эмиссией нейтронов при взаимодействии космических частиц с веществом детектора и измеряемого образца.

При работе на пучке дополнительным источником фона являются запаздывающие нейтроны, испускаемые при β^- -распаде нейтронно-избыточных изотопов. Судя по измеренному периоду полураспада $T_{1/2} = /4,2 \pm 0,2/$ с, определяющим является вклад ^{17}N , при распаде которого нейтроны испускаются с вероятностью 95%. По нашей оценке сечение образования ^{17}N в реакции $\text{Pb} + ^{12}\text{C} /43 \text{ ГэВ}/$ составляет 56 мб. Фоновые события с $m > 1$ появляются в этом случае в результате случайного попадания импульсов от нескольких нейтронов в интервал 100 мкс. Скорость счета таких событий быстро падает с ростом m , а их временное распределение описывается экспонентой с полуспадом $(4,2/m)$ с.

Таблица

$m \geq$	1	2	3	4	5	6	7
N_1 1/ч	8500	101 ± 2	$8,5 \pm 0,4$	$0,9 \pm 0,13$	$0,1 \pm 0,04$	$0 \pm 0,02$	$0 \pm 0,02$
N_2 1/ч	8520	107 ± 2	$11,7 \pm 0,5$	$2,48 \pm 0,16$	$0,94 \pm 0,06$	$0,46 \pm 0,03$	$0,29 \pm 0,02$
Δt ч		5,04	6,33	7,30	7,62	8,09	
N_m шт.		41	15	9	6	4,5	

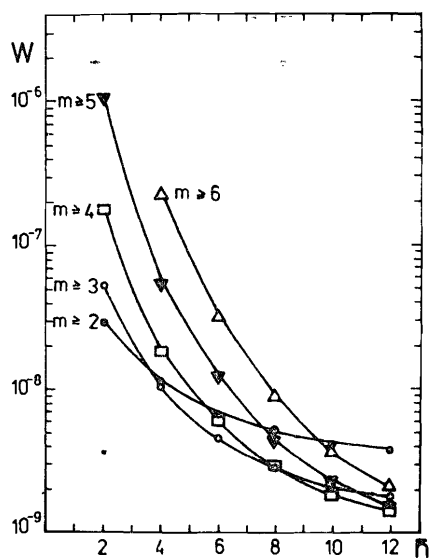


Рис.6. Оценка достижимой чувствительности установки /см. пояснения в тексте/.

На рис.6 показана зависимость $W(m, \bar{n})$, полученная моделированием 20-часового сеанса на пучке углерода /мишень Pb/ с длительностью цикла облучения /измерения/ 100 с. Расчет сделан для диапазона $70 \text{ с} \leq T_{1/2} \leq 3 \text{ ч}$, где $\epsilon(T_{1/2}, m)$ при выбранном режиме работы практически не зависит от $T_{1/2}$, а зависимость этого фактора от m определяется величиной "живого времени" при введении временной отсечки фона случайных совпадений. Реальное "живое время" и соответствующие величины N_m с 90% уровнем достоверности приведены в третьей и четвертой строках таблицы. Другие параметры расчета: $N_p = 4 \cdot 10^{11}$, что отвечает средней интенсивности пучка 10^8 1/сброс; $N_t = 3,3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$; $\sigma_{in} = 3000 \text{ мб}$.

Авторы выражают благодарность члену-корреспонденту АН СССР В.П.Джелепову и проф.К.Я.Громову за поддержку настоящей работы, А.Н.Синаеву, Н.И.Журавлеву, А.В.Саламатину за труд по разработке многоканального счетного анализатора, А.А.Шуравину за создание блока питания электродвигателя, В.В.Попову за труд по доводке и усовершенствованию механической части установки, Р.Г.Василькову и Н.С.Мызину за помощь на определенных этапах работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Feenberg E., Primakoff H. Phys.Rev., 1946, 70, p.980.
2. Migdal A.V. Rev.Mod.Phys., 1978, 50, p.107.
3. Мигдал А.В. Фермионы и бозоны в сильных полях. "Наука", М., 1978.
4. Мишустин И.Н., Корнюхин А.В. ЯФ, 1980, 32, с.945.
5. Wong C.Y. Phys.Lett., 1972, 41B, p.446,451; Ann. of Phys., 1973, 77, p.279.
6. Борейко В.Л. и др. ОИЯИ, P13-12334, Дубна, 1979.
7. Антюхов В.А. и др. ОИЯИ, P10-85-922, Дубна, 1985.
8. Попеко А.Г. и др. ЯФ, 1976, 24, с.473.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 июля 1986 года.

Авдеев С.П. и др.

P13-86-456

Установка для поиска событий множественной эмиссии
задержанных нейтронов

Описана установка для поиска в релятивистских ядро-ядерных столкновениях метастабильных ядерных событий с высокой энергией возбуждения /например, изомеров плотности/, распад которых должен сопровождаться множественной эмиссией задержанных нейтронов. Установка включает в себя аппаратуру для мониторинга пучка, механизм перемещения мишени, детектор нейтронов и электронную систему для анализа и накопления поступающей информации в виде распределений регистрируемых событий по множественности нейтронов и времени задержки после окончания экспозиции мишени на пучке. Измерены необходимые параметры и рассчитана функция отклика прибора. Приведены результаты моделирования эксперимента для оценки достижимой чувствительности методики.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединяемого института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод М.И.Потапова

Avdeev S.P. et al.

P13-86-456

Installation to Search for Events of Multiple Emission
of Delayed Neutrons

The installation described is designed to search through relativistic nucleus-nucleus collisions for metastable nuclear states with high excitation energy (e.g. density isomers) whose decay must be accompanied with multiple emission of delayed neutrons. The installation comprises beam monitoring equipment, target shifting mechanism, neutron detector and electronic system for analysis and accumulation of the incoming information in the form of distributions of detected events over neutron multiplicity and the time of delay after the target exposure to the beam is over. The necessary parameters of the apparatus have been measured and the response function has been calculated. An experiment was simulated to estimate the attainable sensitivity of the technique. The results of the simulation are given.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986