

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

**P7-86-463**

**С.П.Авдеев, Ж.Ганзориг\*, В.А.Карнаухов,  
В.Д.Кузнецов, Г.В.Мышкинский, Л.А.Петров**

**О ПОИСКЕ ИЗОМЕРОВ ПЛОТНОСТИ  
ПО МНОЖЕСТВЕННОЙ ЭМИССИИ  
ЗАДЕРЖАННЫХ НЕЙТРОНОВ**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

\* Университет, Улан-Батор

**1986**

## Введение

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по поиску ядерных изомеров с высокой энергией возбуждения. Прежде всего мы имели в виду изомеры плотности, хотя природа таких состояний может быть различной. В соответствии с теорией пионной конденсации Мигдала и др. <sup>/1/</sup> возможно существование суперплотных ядер, которые могут быть как стабильны, так и метастабильны относительно перехода в нормальную фазу. Реализация того или иного варианта зависит от параметров модели, в частности, от величины  $g'$ , определяющей силу отталкивательного спин-изоспинового взаимодействия на малых расстояниях. Из известных в настоящее время оценок величины  $g'$  <sup>/2,3/</sup> и из работы <sup>/4/</sup> следует, что обнаружение метастабильных изомеров плотности, по-видимому, более вероятно. Энергия возбуждения изомера с массовым числом  $A$  равна  $E^{*k} = \Delta \epsilon \cdot A$ , где  $\Delta \epsilon$  — разность энергий связи на нуклон в нормальном и изомерном состояниях. Диапазон энергий возбуждения для таких изомеров  $0 \leq E^{*k} \leq B(A)$ , где  $B(A)$  — полная энергия связи ядра с нормальной плотностью. Эта энергия будет выделяться при туннельном переходе через барьер, разделяющий сверхплотную и нормальную фазы, приводя к множественному испарению нуклонов. Вероятность туннельного перехода экспоненциально зависит от параметров барьера и соответствующего массового коэффициента. Поэтому, как и в случае спонтанного деления, можно ожидать, что времена жизни изомеров плотности будут варьироваться в широких пределах.

В данной работе мы пытались обнаружить образование изомеров плотности при облучении свинца пучком  $^{12}\text{C}$  с энергией 43 ГэВ по множественному испусканию задержанных нейтронов. Использовалась тяжелая мишень исходя из результатов работы <sup>/4/</sup> по зависимости энергии связи суперплотных ядер от массового числа. Выбор нейтронного канала распада был обусловлен, во-первых, методическими соображениями, так как значительная эффективность нейтронных детекторов позволяет достигнуть высокого уровня чувствительности. Кроме того, мы учитывали вывод работы <sup>/5/</sup> о том, что испускание задержанных нейтронов при распаде изомеров плотности является наиболее характерным проявлением  $J\bar{C}$ -конденсата.

Отметим, что изомерные состояния с необычно высокой энергией возбуждения могут иметь и иную природу. Так, в работах Вонга /6/ исследовалась устойчивость тороидальной и "пузырьковой" формы ядер. На основании расчетов по модифицированной модели оболочек показано, что такой форме ядер могут соответствовать изомерные состояния, имеющие энергию возбуждения в несколько десятков МэВ. Они отделены от основного состояния потенциальным барьером. Распад таких изомеров также должен сопровождаться эмиссией задержанных нейтронов.

Поиск изомеров плотности по нейтронной активности уже описан в литературе. Так, в работе /7/ это сделано для мишеней, облученных протонами с энергией 70 ГэВ. Активность измерялась в низкофоновых условиях методикой с высокой чувствительностью, но более года спустя после конца облучения. В нашей работе /8/ проведено измерение нейтронного излучения мишеней, облучавшихся релятивистскими ядрами  ${}^4\text{He}$  и  ${}^{12}\text{C}$ , т.е. в условиях, более благоприятных для образования изомеров плотности. Захватывался интервал времен жизни от 1 с до  $10^4$  с. Для вероятности образования излучателей трех нейтронов были получены верхние значения, лежащие в пределах от  $3 \cdot 10^{-6}$  (для  $\text{Fe} + {}^{12}\text{C}$ ) до  $3 \cdot 10^{-5}$  (в случае  $\text{Pb} + {}^{12}\text{C}$ ). В настоящей работе в результате повышения эффективности детектора и улучшения фоновых условий чувствительность поиска аномальных ядер существенно повышена.

#### Методика эксперимента

Эксперименты проводились на канале медленного вывода синхротрона ОИЯИ. Пучком  ${}^{12}\text{C}$  с энергией 43 ГэВ облучалась мишень из свинца (диаметр - 45 мм, толщина - 10 мм). Детальное описание установки приведено в /9/, здесь мы дадим только краткую характеристику отдельных ее узлов. Интенсивность пучка измерялась по вторичным частицам, испускаемым из мишени, телескопом из трех сцинтилляционных детекторов, расположенным под углом  $120^\circ$  к пучку. Калибровка телескопа осуществлялась при пониженной интенсивности с помощью другого телескопа из двух сцинтилляторов, расположенных непосредственно за мишенью, причем размер первого сцинтиллятора совпадал с размером мишени. Коэффициент пересчета для перехода от скорости счета монитора вторичных частиц к интенсивности пучка составлял  $8,3 \cdot 10^3$ ; выведение мишени из-под пучка уменьшало скорость счета монитора в 200-300 раз. Форма и положение пучка контролировались двойной проволоочной камерой, расположенной перед мишенью.

Нейтронный детектор множественности помещался на бетонном перекрытии канала (120 см) на расстоянии 4 м от линии пучка. В перекрытии канала имеется отверстие, через которое мишень периодически до-

ставлялась во внутреннюю полость детектора. Время облучения в каждом цикле составляло 100 с, время измерения (мишень в детекторе) - 100 с, время перемещения мишени  $\approx 2$  с. Режим работы механизма перемещения устанавливался с помощью специального электронного блока, связанного с фотодиодными датчиками, контролирующими положение мишени.

Нейтронный детектор состоит из блока-замедлителя (полиэтилен) и 35 пропорциональных счетчиков, наполненных  ${}^3\text{He}$  (4 атм.) с добавкой 1%  $\text{CO}_2$ . Счетчики расположены тремя рядами вокруг центрального цилиндрического отверстия в блоке, которое имеет диаметр 130 и длину 630 мм. Каждый счетчик снабжен усилительным трактом с дифференциальным дискриминатором, выход которого соединен с сумматором. Регистрация нескольких нейтронов, возникших в мишени одновременно, дает на сумматоре группу скоррелированных по времени импульсов, статистически разбросанных в соответствии с распределением времен жизни нейтрона в детекторе. Выход сумматора подавался на электронную схему, включающую специальные блоки КС (кратных событий /10/), которые позволяли отдельно регистрировать события, отвечающие появлению в пределах 100 мкс от 1 до 7 импульсов. Выходы блоков КС были соединены с временными анализаторами (в стандарте КАМАК, 512 каналов), циклически запускавшимися на 100 с в момент появления мишени в полости детектора. Одновременно измерялись восемь временных спектров: для одно-нейтронной загрузки и для событий с регистрацией  $\geq 2, \geq 3, \dots, \geq 7$  нейтронов. Кроме того, измерялся еще один, "фоновый" временной спектр в то время, когда мишень находилась под пучком. Анализаторы блокировались на время "сброса" пучка на мишень, а также при появлении электромагнитных наводок. Для организации последней блокировки использовалась "антенна", которой служил разгерметизированный счетчик, помещенный в нейтронный детектор и имеющий такой же усилительный тракт, как и работающие счетчики.

Выбор корреляционного интервала равным 100 мкс был сделан на основании измерений распределения времен жизни нейтрона в детекторе. Измерения были сделаны для нейтронов спонтанного деления  ${}^{238}\text{U}$  (использовался образец весом  $\approx 1$  кг) и для нейтронов, возникающих в теле детектора под действием космических частиц. Использовался временной анализатор (мультистейлер), который запускался на  $10^{-3}$  с выходом сумматора с задержкой, достаточной для того, чтобы пусковой импульс не регистрировался анализатором. Полученные распределения (рис.1) - подобны, они не описываются одной экспонентой, что, по-видимому, является следствием неомогенности вещества детектора. "Уплотнение" распределения при больших  $T$  отвечает регистрации некоррелированных нейтронов. Среднее время жизни нейтрона в детекторе равно 65 мкс. На интервал 100 мкс приходится 72% от полной вероятности регистрации нейтрона.

Эффективность регистрации нейтронов  $\varepsilon$  определялась с помощью калибровочного Po-Be источника и образца естественного урана. Полученное среднее значение равно 40%.

В нашей работе /9/ даны подробные расчеты функции отклика детектора, которая устанавливает связь между исходным распределением событий по множественности нейтронов и измеренным распределением по множественности импульсов в корреляционном интервале. На основе этой функции отклика рассчитана эффективность регистрации кратных событий  $\varepsilon(m, \bar{n})$  в предположении пуассоновского распределения для вероятности появления данного числа нейтронов при среднем, равном  $\bar{n}$ . Она показана на рис.2. Точки, соединенные линиями, дают зависимость среднего числа измеренных событий с данной множественностью  $m$  (в расчете на одно исходное событие) от среднего числа нейтронов  $\bar{n}$ .

#### Результаты экспериментов и обсуждение

На рис.3 представлены временные распределения событий с регистрацией одного,  $\geq 2$ ,  $\geq 3$ ,  $\geq 4$ ,  $\geq 5$  нейтронов. Начальный участок первого временного спектра показан на рис.4. Полный поток ядер  $^{12}\text{C}$ , прошедших через мишень, был  $2,7 \cdot 10^{10}$  (средняя интенсивность  $2,3 \cdot 10^7$  ядер на сброс). Основной вклад в первый спектр дает нейтронный излучатель с  $T_{1/2} = (4,2 \pm 0,1)$  с. Это, несомненно,  $^{17}\text{N}$ , при распаде которого с вероятностью 95% испускаются запаздывающие нейтроны. Оценка эффективного поперечного сечения реакции, приводящей к образованию  $^{17}\text{N}$ , дает

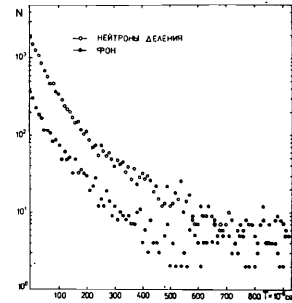


Рис.1. Распределения времен жизни нейтронов в детекторе, измеренные для нейтронов спонтанного деления и космического фона.

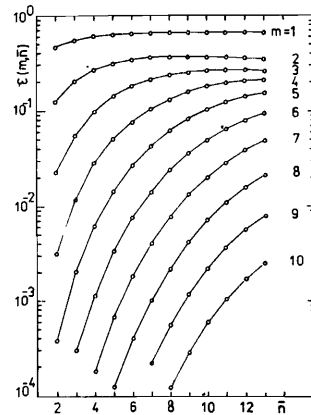


Рис.2. Эффективность регистрации  $m$  нейтронов в зависимости от среднего числа нейтронов в событии.

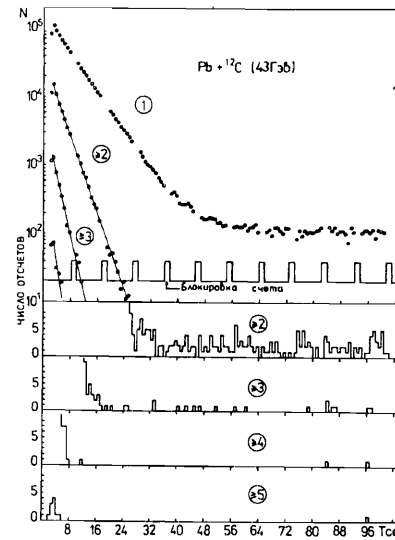


Рис.3. Временные распределения событий с регистрацией одного,  $\geq 2$ ,  $\geq 3$ ,  $\geq 4$  и  $\geq 5$  нейтронов.

величину 56 мб. Более короткоживущий излучатель с  $T_{1/2} = (0,8 \pm 0,2)$  с, по-видимому, является изотопом  $^{16}\text{C}$ , испускающим запаздывающие нейтроны с вероятностью 99%. Постоянная скорость счета при  $T > 50$  с связана с нейтронами фона.

Во временных спектрах для событий с кратностью  $m \geq 2$ ,  $\geq 3$ ,  $\geq 4$  также наблюдается значительная скорость счета на начальных участках спектра. Периоды полураспада здесь соответственно

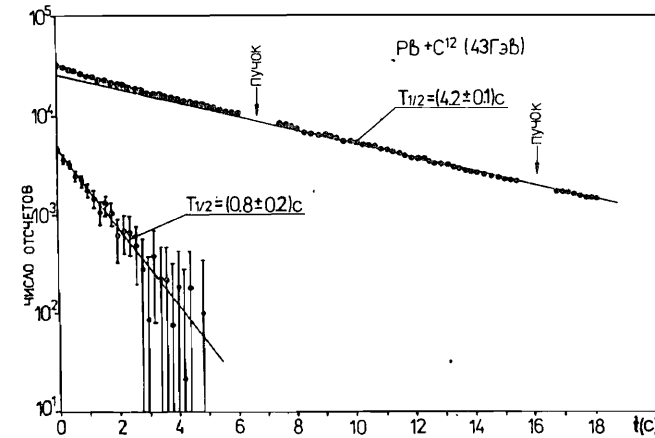


Рис.4. Фрагмент временного спектра нейтронной активности.

примерно в 2, 3 и 4 раза меньше, чем для  $^{17}\text{N}$ . Появление этой "активности" связано со случайными совпадениями (в пределах 100 мкс) нейтронов от  $^{17}\text{N}$ . Число случайных совпадений становится пренебрежимо малым при  $T$ , больших 30 с, 20 с, 10 с для  $m \geq 2$ ,  $\geq 3$  и  $\geq 4$ , соответ-

венно. Число событий за этими временными отсечками в пределах статистики объясняется космическим фоном, который был специально измерен в течение длительного времени <sup>/9/</sup>. К данным, представленным на рис.3, были добавлены измерения, сделанные в течение 15 ч сразу же после выключения пучка (при этом мишень была остановлена в полости детектора).

Для определения верхних границ сечений реакций, приводящих к образованию нейтронно-активных изомеров, были использованы значения эффективности для регистрации событий кратной эмиссии нейтронов (рис.2). Кроме того, был введен фактор, учитывающий зависимость эффективности регистрации событий от периода полураспада. Результаты представлены на рис.5. Верхние границы поперечного сечения даны в единицах полного неупругого сечения взаимодействия  $^{12}\text{C} + \text{p}$  ( $w = \sigma/\sigma_{in}$ ) в функции предполагаемого периода полураспада для различных средних множественностей нейтронов. Для  $\sigma_{in}$  использовалось значение  $3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2/11$ . Величина  $w$  дает верхний предел для вероятности образования аномальных ядер в акте взаимодействия. Для  $\bar{n} \leq 4$  использованы данные по выходу событий с кратностью импульсов  $m \geq 2$ , для больших  $\bar{n}$  минимальные сечения получаются по данным для событий с  $m \geq 4$ . Уровень достоверности приведенных на рис.5 оценок - 90%, для получения их применялась методика расчета из работы <sup>/12/</sup>.

Для оценки энергии возбуждения, отвечающей вылету данного числа нейтронов, мы воспользовались работой <sup>/13/</sup>, где рассчитывались средние множественности испаряющихся нейтронов для ядер с различными  $A$  и  $Z$  при энергиях возбуждения до 1000 МэВ. При взаимодействии релятивистских частиц с ядрами в качестве конечного продукта может появиться любой изотоп легкой мишени. Максимумы выходов в изотопических распределениях продуктов процесса глубокого расщепления приходятся на область нейтронно-дефицитных ядер. С другой стороны, наиболее стабильные ядра с  $\pi$ -конденсатом также нейтронно-дефицитны <sup>/1,14/</sup>. Учитывая эти соображения, мы приводим в качестве примера в таблице энергии воз-

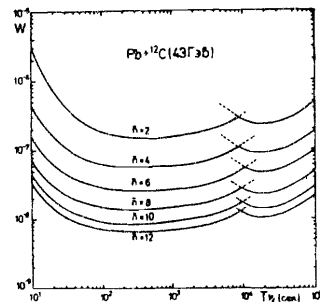


Рис.5. Верхние границы вероятностей образования изомеров в зависимости от предполагаемого периода полураспада для различных значений среднего числа испускаемых нейтронов.

буждения  $^{180}\text{Ov}$  и  $^{109}\text{In}$ , отвечающие вылету различного числа нейтронов. Эти ядра - возможные продукты взаимодействия, для которых  $Z = Z_A + 3$  и  $Z = Z_A + 2$ , соответственно, где  $Z_A$  - значение  $Z$ , отвечающее  $\beta$ -стабильности при данном массовом числе  $A$ .

Таблица. Энергии возбуждения (в МэВ), отвечающие вылету данного среднего числа нейтронов  $\bar{n}$

$\bar{n}$	2	4	6	8	10	12
$E_{\beta}^{\#} (A = 180)$	30	60	90	140	200	270
$E_{\beta}^{\#} (A = 109)$	40	90	175	300	500	

Испускание нейтронов из изомеров с высокой энергией возбуждения не единственный канал распада: могут вылетать и заряженные частицы. Более того, для нейтронно-дефицитных ядер с  $Z < 50$  вылет протонов становится более вероятным. Поиск аномальных изомеров по множественной эмиссии задержанных протонов для реакции  $\text{p} + ^{16}\text{O}$  (16 ГэВ) был проведен в работе <sup>/15/</sup>. В этой работе охвачен более широкий диапазон времен жизни (от  $10^{-7}$  до  $10^5$  с). Сравнение настоящей работы и <sup>/15/</sup> показывает, что в перекрывающемся интервале времен жизни и энергий возбуждения изомеров границы вероятностей образования изомеров, представленные здесь, примерно на два порядка ниже. Это является результатом того, что использовался нейтронный детектор с высокой эффективностью.

Краткий итог настоящей работы: для реакции  $^{12}\text{C}$  (43 ГэВ) +  $\text{p}$  определена верхняя граница вероятности образования изомеров, распадающихся путем множественной эмиссии задержанных нейтронов. Она лежит в пределах от  $7 \cdot 10^{-9}$  (для  $\bar{n} = 12$ ) до  $10^{-6}$  ( $\bar{n} = 2$ ) для диапазона времен жизни от 10 до  $10^5$  с. Чувствительность поиска может быть увеличена при использовании более интенсивных пучков ядер.

Авторы искренне благодарны В.П.Джелепову, И.Н.Семенюшкину, К.Я.Громову за поддержку, Р.Г.Василькову, Н.С.Мызину и В.В.Попову за помощь в работе.

#### Литература

1. Мигдал А.Б. Фермионы и бозоны в сильных полях. М., "Наука", 1978.
2. Oset E. et al. Phys.Rep., 1982, 83, 281.
3. Борзов И.Н. и др. ЭЧАЯ, 1981, 12, 848.

4. Мишустин И.Н., Карнякин А.В. ЯФ, 1980, 32, 945.
5. Irvine J.M. Journ. of Phys.G: Nucl.Phys., 1979, 2, L143.
6. Wong C.Y. Ann. of Phys., 1973, 77, 279; Phys.Rev.Lett., 1985, 55, 1973.
7. Буторский А.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 487.
8. Авдеев С.П. и др. ЯФ, 1982, 36, 315.
9. Авдеев С.П. и др. ОИЯИ, Р13-86-456, Дубна, 1986.
10. Борейко В.Ф. и др. ОИЯИ, Р13-Г2334, Дубна, 1979.
11. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, Р1-80-473, Дубна, 1980.
12. Helene O. Nucl.Instr.Meth., 1983, 212, 319.
13. Dostrovsky I. et al. Phys.Rev., 1958, 111, 1659.
14. Воскресенский Д.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, 495.
15. Авраменко С.А. и др. ОИЯИ, Р1-85-340, Дубна, 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 июля 1986 года.

Авдеев С.П. и др.

P7-86-463

О поиске изомеров плотности по множественной  
эмиссии задержанных нейтронов

Мишень из Pb облучалась ядрами  $^{12}\text{C}$  с энергией 43 ГэВ. Периодически мишень доставлялась в топку нейтронного детектора множественности, который позволяет измерять временные спектры для событий кратной эмиссии задержанных нейтронов. Аномальные нейтронные источники не обнаружены. Оценки верхних границ для вероятности их образования сделаны для интервала времен жизни от  $10$  до  $10^5$  с и различных средних множественностей нейтронов  $\bar{n}$ . Полученные величины лежат в пределах от  $7 \cdot 10^{-9}$  /для  $\bar{n} = 12$ / до  $10^{-6}$  /для  $\bar{n} = 2$ /.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Принт Обьединенного института ядерных исследований Дубна 1986

Перевод авторов

Avdeyev S.P et al.

P7-86-463

Search for Density Isomers by Multiple Emission  
of Delayed Neutrons

A lead target was exposed to a 43 GeV  $^{12}\text{C}$  beam. The target was periodically placed into the neutron multiplicity detector which allowed measuring the time distribution for events with multiple emission of delayed neutrons. Abnormal neutron sources were not observed. The upper limits were estimated for the probability of their production. The estimation concerned the lifetime interval  $10-10^5$  s and different neutron mean multiplicities  $\bar{n}$ . The values obtained are in the interval from  $7 \cdot 10^{-9}$  (for  $\bar{n} = 12$ ) to  $10^{-6}$  (for  $\bar{n} = 2$ ).

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

Reprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1986