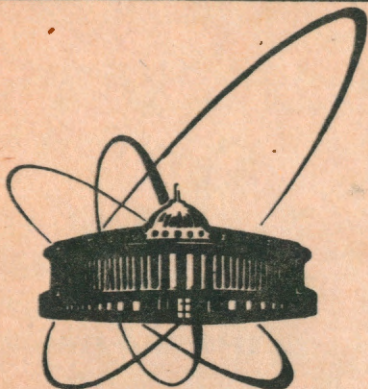


91-224



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
Дубна

P7-91-224

С.М. Лукьянов, Н.К. Скобелев, Е.А. Сокол,  
Н.Х. Тьяу, В.Е. Жучко, В.А. Горшков,  
В.Н. Смирнов, В.С. Саламатин, Е.Н. Матвеева

УСТАНОВКА ДЛЯ СЕПАРАЦИИ И ИССЛЕДОВАНИЯ  
 $\beta$ - $n$  РАСПАДА НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР

1991

Лукьянов С.М. и др.

P7-91-224

Установка для сепарации и исследования  
 $\beta$ - $n$  распада нейтроноизбыточных ядер

Описывается установка TETRA для получения и изучения свойств легчайших нейтроноизбыточных ядер в реакциях с тяжелыми ионами с энергией 20 МэВ/нуклон. Установка позволяет измерять периоды  $\beta$ -распада легчайших ядер, вероятность  $\beta$ -задержанной эмиссии и множественность испускаемых при этом нейтронов. Эффективность регистрации  $\beta$ -частиц составляет 0,95, а нейтронов – 0,315. Измерены периоды полураспада и вероятности нейтронной эмиссии  $^8\text{He}$ ,  $^9\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{12}\text{Be}$  и  $^{13}\text{B}$ .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод авторов

Luk'yanov S.M. et al.

P7-91-224

Setup for Separation and Investigation  
of  $\beta$ - $n$  Decay of Neutron-Rich Nuclei

A setup TETRA for producing and studying properties of the lightest neutron rich nuclei in the reactions induced by heavy ions with energy 20 MeV/u is described. This array allows to measure half-lives of  $\beta$ -decay, probabilities of  $\beta$ -delayed neutron emission and neutron multiplicities. The efficiency for detection of  $\beta$ -particles is 0.95, of single neutrons – 0.315. The half-lives, probabilities of  $\beta$ -delayed neutron emission and neutron multiplicities for decay of  $^8\text{He}$ ,  $^9\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{12}\text{Be}$  and  $^{13}\text{B}$  were measured.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1991

Эксперименты по синтезу и исследованию свойств новых нейтроноизбыточных ядер легких элементов предпринимаются во многих научных центрах по физике тяжелых ионов /1-5/. Проводимые исследования имеют две направленности :

- выявить границы нуклонной стабильности /3/,
- исследовать свойства ядер вблизи границ стабильности /4/.

В последнее время было выполнено большое количество теоретических и экспериментальных работ по исследованию свойств ядер легких элементов с большим избытком нейтронов, так как эти ядра могут быть эмиттерами экзотических кластеров, например ди- или тетра-нейтронов /5/.

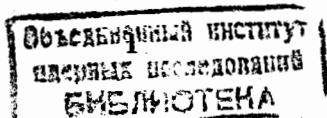
Традиционным методом получения нейтроноизбыточных ядер являются реакции с тяжелыми ионами. Основные трудности в осуществлении этих экспериментов связаны с малым выходом экзотических ядер. Существенный прогресс в решении этой проблемы ожидается с получением радиоактивных вторичных пучков. Одним из методов получения вторичных пучков в широких диапазонах масс и зарядов являются реакции многонуклонных передач с тяжелыми ионами при энергиях 10-20 МэВ/нуклон.

В настоящей работе описана установка **TETRA**, размещенная на тракте циклотрона У-400, для получения вторичных пучков и исследования свойств распада образованных нейтроноизбыточных ядер. Основными компонентами этой установки являются :

-Магнитный сепаратор продуктов реакции МТ1-МТ2.

-Система детекторов для регистрации и измерения характеристик распадов с регистрацией  $\beta$ -частиц и нейтронов. Используемая система, подробное описание которой приводится ниже, позволяет измерять периоды полураспада  $T_{1/2}$  исследуемых  $\beta$ -активных ядер, вероятности  $\beta$ -задержанной нейтронной эмиссии  $P_n$  и угловое распределение испускаемых нейтронов.

-Электронная измерительно-вычислительная система.



1. Магнитный сепаратор МТ1-МТ2.

Схема экспериментальной установки для сепарации и идентификации продуктов реакций представлена на рис.1. Первичный пучок ускоренных ионов из У-400 фокусируется и попадает на охлаждаемую водой мишень Т, толщина которой рассчитана на полное поглощение. Сепарация продуктов реакций осуществляется с помощью ионно-оптической системы разводки пучков У-400 и включает в себя квадрупольные линзы (Q) и дипольные магниты МТ1 и МТ2. Образовавшиеся продукты, испущенные под углом  $0^{\circ}$ , сепарируются по  $A/Z^2$  в МТ1. Второй магнит МТ2 используется для компенсации дисперсии. Такая система обладает двойной ахроматичностью: по углу и по позиции. Максимальная жесткость такого сепаратора составляет 1.5 Тесла-м, а телесный угол около 10 мстерад. Для лучшей сепарации планируется установить щелевые диафрагмы и дополнительную перезарядную фольгу между МТ1 и МТ2, как это используется на установке LISE /6/. Квадрупольные линзы на выходе МТ2 используются для транспортировки вторичного пучка

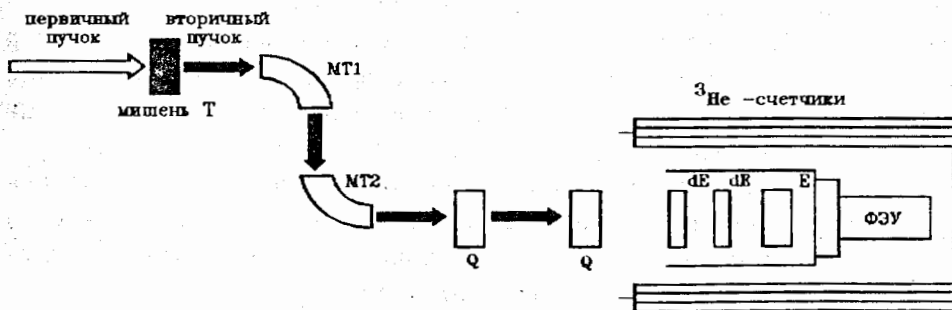


Рис.1. Схема экспериментальной установки ТЕТРА.

и фокусировки его на телескоп для идентификации и исследования характеристик распада экзотических ядер.

Необходимо заметить, что интенсивность вторичного пучка и соотношение выхода частиц из мишени зависит от Z ядра мишени и выбранной магнитной жесткости системы МТ1-МТ2. В

реакциях с ионами  $^{11}\text{B}$  (20 МэВ/нуклон) и мишенями из  $^{12}\text{C}$  или  $^9\text{Be}$  преобладает выход изотопов  $^4\text{He}$  и  $^6\text{He}$ . Измеренное соотношение выходов  $^6\text{He}$  при бомбардировке  $^{11}\text{B}$  мишеней из  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{12}\text{C}$  и  $^9\text{Be}$  близко к отношению 1:2:4. Наиболее широкий диапазон вторичных продуктов наблюдается в реакциях с более тяжелыми мишенями и ионами, например  $^{20}\text{Ne}$  (20МэВ/нуклон) + Ta (рис.2). Эффективность сепарации частиц вторичного пучка может достигать нескольких процентов от полного их выхода в заданном телесном угле.

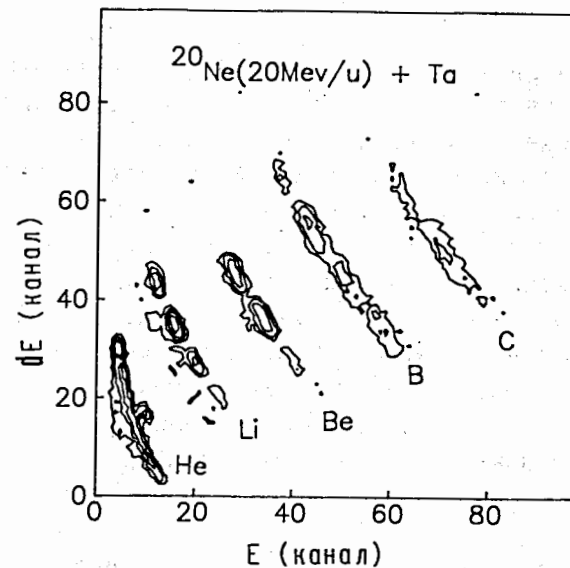


Рис.2. dE-E матрица для реакции  $^{20}\text{Ne}$  (20МэВ/нуклон) + Ta.

2. dE-E ТЕЛЕСКОП И ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПРОДУКТОВ РЕАКЦИИ

Для идентификации продуктов реакций после магнитного сепаратора МТ1-МТ2 использовался метод измерения удельных потерь и полной энергии. Используемый для этой цели полупроводниковый телескоп включает в себя два dE- детектора с толщиной 40-50 мкм и E- детектор с толщиной 2 мм,

достаточной для полного торможения ядер тяжелее  ${}^6\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$  с энергией до 18 МэВ/нуклон. Детекторы подключались к зарядочувствительным предусилителям, сигналы с которых поступали на спектрометрические и временные тракты. Зарегистрированная частица идентифицируется путем изображения точки на матрице  $\Delta E-E$ , координаты которой соответствуют кодированным амплитудам  $\Delta E$ - и  $E$ -импульсов. Из представленной на рис.2  $\Delta E-E$  матрицы следует, что разрешающая способность телескопа позволяет идентифицировать продукты реакций по  $A$  и  $Z$  с абсолютной точностью.

### 3. ДЕТЕКТОР $\beta$ -ЧАСТИЦ

Для регистрации  $\beta$ -частиц, испущенных из имплантированных в полупроводниковый телескоп ядер, использовался сцинтиллятор типа NE-213 в форме цилиндра с дном. Размеры сцинтиллятора  $\approx 100 \times \phi 50$  мм<sup>2</sup>, толщина стенок 5 мм. Сцинтиллятор своим дном оптически соединялся с фотоэлектронным умножителем ФЭУ-93. Как показали результаты измерений, эффективность регистрации  $\beta$ -частиц с энергией, характерной для  $\beta$ -распада нейтроноизбыточных изотопов легких элементов, составляет величину, близкую к 95%. Сигнал с ФЭУ после усиления поступал на преобразователь амплитуда-код, линейные ворота которого открывались после разрешающего сигнала о регистрации фрагмента с выбранным  $A$  и  $Z$ , свойства распада которого исследуются.

### 4. РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ И ИЗМЕРЕНИЕ ИХ МНОЖЕСТВЕННОСТИ

Для регистрации нейтронов широко используются жидкие сцинтилляторы. Одно из главных преимуществ в использовании жидких сцинтилляторов заключается в том, что для конструкций со светосилой, близкой к  $4\pi$ , можно обеспечить эффективность регистрации одиночных нейтронов около 80-90%. Однако детекторы с жидким сцинтиллятором обладают высокой чувствительностью к  $\gamma$ -квантам, что приводит к необходимости использования дополнительных электронных трактов для дискриминации нейтронов от  $\gamma$ -квантов. В случае измерения не только множественности нейтронов, но и пространственных

распределений испускаемых нейтронов это требует заметного усложнения и удорожания установки, чтобы обеспечить одновременно высокую светосилу (близкую к  $4\pi$ ) и высокую гранулярность.

Поэтому нами в качестве детекторов нейтронов были выбраны пропорциональные счетчики, наполненные  ${}^3\text{He}$  при давлении 7 атм. В данной установке использовалось 56 пропорциональных счетчиков, которые располагаются в 4 ряда по 14 счетчиков в цилиндре из оргстекла объемом около 0.2 м<sup>3</sup> с полостью внутри для размещения полупроводникового телескопа и детектора  $\beta$ -частиц. Схема расположения нейтронных счетчиков приведена на рис.3, а подробное описание представлено в работе /7/. Угловой растр между счетчиками составляет  $12^\circ$ . Используемая для обслуживания нейтронного детектора электронная аппаратура позволяет получать информацию о числе и номерах счетчиков, зарегистрировавших нейтроны.

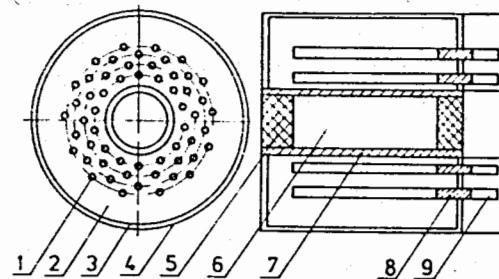


Рис.3. Схема расположения нейтронных счетчиков с  ${}^3\text{He}$ -наполнением: 1- ${}^3\text{He}$ -счетчики; 2,7,8- оргстекло; 3-кадмий; 4-стальной корпус; 5-пробки из оргстекла; 6-полость для детекторов; 9-предусилитель и высоковольтная схема.

Эффективность регистрации одиночных нейтронов  $\epsilon_n$  была определена относительно эталона  ${}^{248}\text{Cm}$ , для которого было взято значение среднего числа мгновенных нейтронов на один акт спонтанного деления  $\bar{\nu} = 3,14 \pm 0,01$ . При этом

эффективность составила  $\epsilon_n = 0,315 \pm 0,010$ . Вероятности  $P_i$  испускания различных чисел нейтронов  $i$  связаны с измеряемым экспериментально распределением по кратности зарегистрированных событий системой уравнений :

$$\sum_{i \geq n}^{n_{max}} \frac{i! \epsilon_n^n (1 - \epsilon_n)^{i-n} P_i}{n! (i-n)!} = F_n,$$

с нормировочным условием:

$$\sum_{i=0}^{n_{max}} P_i = 1;$$

где

$$F_n = \frac{N_n}{\sum_{i=0}^{n_{max}} i N_i},$$

а  $N_i$  - число событий, в которых зарегистрировано  $i$  нейтронов.

Для нахождения значений  $P_i$  и их ошибок применялся метод статистической регуляризации, как и в работе /8/.

Величину  $W_n = \sum i P_i$ , которую приводят в ряде работ, например /13/, мы определяли прямо из экспериментальных данных по формуле

$$W_n = \frac{\sum_{i=1}^{n_{max}} i N_i}{\sum_{i=0}^{n_{max}} N_i}.$$

## 5. НАКОПЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ИНФОРМАЦИИ

Блок-схема электронной системы данной установки представлена на рис.4. Процесс накопления экспериментальных данных осуществляется с использованием ЭВМ РС/АТ и происходит следующим образом. После измерения удельных потерь  $dE$  и полной энергии  $E$  за короткое время (десятки микросекунд) производится отбор данных по выбранным значениям  $A$  и  $Z$  путем анализа на принадлежность зарегистрированного события к внутренней области заранее заданного на матрице  $dE-E$  контура. После этого поступают разрешающие сигналы на регистрацию

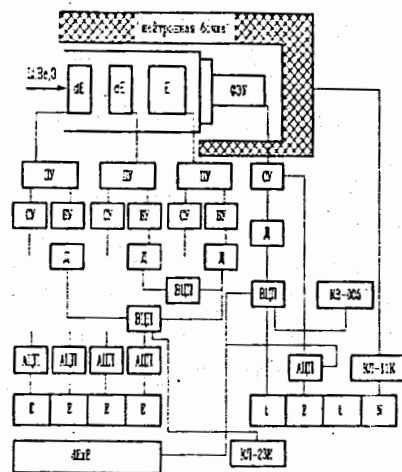


Рис.4. Блок-схема электронной аппаратуры установки ТЕТРА : ПУ- предусилитель; БУ - быстрый усилитель; Д - дискриминатор; КВ005 - генератор; КЛ-11К - блок передачи данных о нейтронах; СУ-спектрометрический усилитель; АЦП-амплитудно-цифровой преобразователь; ВЦП - время-цифровой преобразователь ; КЛ-23К-согласователь

$\beta$ -частицы и нейтронов в случае регистрации фрагмента, свойства распада которого исследуются. Время прихода  $\beta$ -частицы измеряется с помощью блока КС-011 /9/, а максимальное время ожидания  $\beta$ -частицы составляет величину, кратную нескольким периодам полураспада  $T_{1/2}$  регистрируемого фрагмента и задается с помощью блока КС-013 /9/. Кроме сигналов запуска  $\beta$ - $n$  корреляций, одновременно с ними формируется сигнал, запирающий высокочастотный генератор ускорителя У-400. Необходимо отметить, что время с момента попадания фрагмента в телескоп до момента запирания высокочастотного генератора циклотрона существенно меньше интервала времени между последовательными сгустками ускоренных ионов. В случае отсутствия сигнала с  $\beta$ -счетчика в память ЭВМ поступает только информация с полупроводникового телескопа. В случае появления такого сигнала за время  $T_{1/2}$  информация дополняется кодом времени прихода, амплитудой  $\beta$ -сигнала и данными о зарегистрированных нейтронах.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

На выведенном пучке ускорителя У-400 были проведены эксперименты по исследованию свойств распада ядер

$^8\text{He}$ ,  $^9\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{12}\text{Be}$  и  $^{13}\text{B}$ . Вторичный пучок ионов  $^8\text{He}$  и  $^9\text{Li}$  получался в реакции  $^{11}\text{B}$  (20МэВ/нуклон) +  $^{181}\text{Ta}$ , а для получения ядер  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{12}\text{Be}$  и  $^{13}\text{B}$  оптимальной являлась реакция с ионами  $^{20}\text{Ne}$  с энергией 20МэВ/нуклон. В качестве иллюстрации на рис.5 представлены временные распределения  $\beta$ -частиц, соответствующих распаду исследуемых ядер. Для изотопов гелия и лития время прерывания первичного пучка для ожидания  $\beta$ -частицы составляло 1 с, а для бериллия и бора - 100 мс. Как следует из таблицы, полученные значения периодов  $T_{1/2}$  хорошо согласуются с ранее измеренными значениями, за исключением  $^{12}\text{Be}$ . Полученное нами значение для  $^{12}\text{Be}$  ближе к  $T_{1/2} = 11,4$  мс, измеренному в работе /10/.

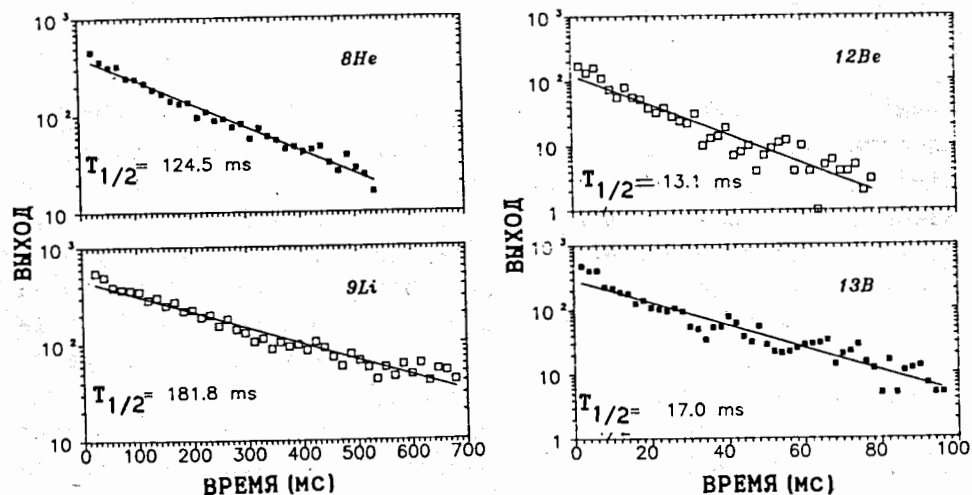


Рис. 5. Экспериментальные кривые распада ядер  $^8\text{He}$ ,  $^9\text{Li}$ ,  $^{12}\text{Be}$  и  $^{13}\text{B}$ . Прямые линии представляют подгонку экспериментальных данных методом наименьших квадратов в предположении однокомпонентного распада.

Кроме измерения периодов полураспада настоящая установка позволяет измерять распределения множественности нейтронной эмиссии, а также угловые распределения нейтронов при различной множественности. В таблице приведены вероятности  $\beta$ -задержанной эмиссии нейтронов для исследованных нами ядер.

Анализ данных показывает, что вероятности  $P_n$   $\beta$ -задержанной нейтронной эмиссии для изотопа  $^8\text{He}$  хорошо согласуются с табличными значениями /12/. Для распада  $^{12}\text{Be}$  и  $^{13}\text{B}$  не наблюдаются эмиссии нейтронов, что позволило получить пределы, которые не противоречат известным данным /12/. Что касается  $^9\text{Li}$ , то нами получено меньшее значение вероятности нейтронной эмиссии по сравнению с приведенным в работе /13/. Заметим также, что данные по распределению множественности нейтронной эмиссии для  $^{11}\text{Li}$  расходятся с результатами /13/, хотя экспериментальное значение величины  $W_n$  хорошо согласуется. Причину таких расхождений пока не удалось установить. Эти неопределенности требуют постановки дополнительных экспериментов по уточнению свойств нейтронообогащенных изотопов.

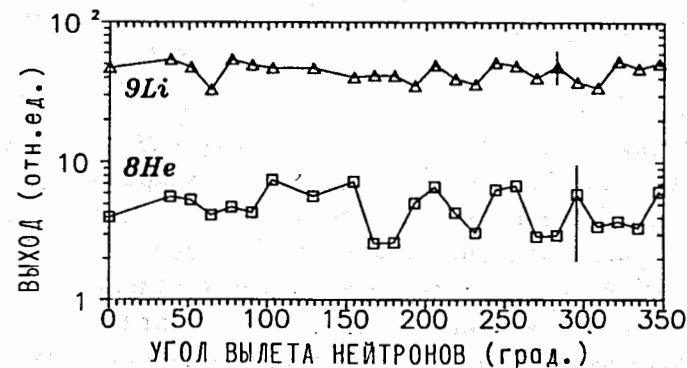


Рис. 6. Угловые распределения нейтронов, испущенных после  $\beta$ -распада ядер  $^8\text{He}$  и  $^9\text{Li}$ .

Для ядер с большей интенсивностью во вторичном пучке таких, как  $^8\text{He}$  и  $^9\text{Li}$ , получены угловые распределения нейтронов, испущенных после  $\beta$ -распада. На рис.6 представлены спектры угловых распределений. Из анализа спектров следует вывод об изотропном распределении нейтронов при  $n=1$ .

Ядро	$T_{1/2}$ (мс)		$W_n, P_n$ (%)	
	эксп.	др. работы	эксп.	др. работы
$^8\text{He}$	$124.5 \pm 0.2$	$119 \pm 1.5$ /11/	$P_0 = 87.0 \pm 1.1$ $P_1 = 12.7 \pm 2.6$	$P_0 = 84 \pm 1/12/$ $P_1 = 16 \pm 1/12/$
$^9\text{Li}$	$181.8 \pm 0.4$	$178.3 \pm 0.4/12/$	$P_0 = 86.6 \pm 0.9$ $P_1 = 13.3 \pm 3.4$	$W_n = 50 \pm 4/13/$
$^{11}\text{Li}$	$8.0 \pm 1.0$	$8.5 \pm 0.2/11/$	$P_0 = 45.9 \pm 4.6$ $P_1 = 29.4 \pm 2.6$ $P_2 = 15.2 \pm 3.0$ $P_3 = 5.1 \pm 3.0$ $W_n = 94 \pm 9$	$P_1 = 85 \pm 1/13/$ $P_2 = 4.1 \pm 0.4/13/$ $P_3 = 1.9 \pm 0.2/13/$ $W_n = 95 \pm 8/13/$
$^{12}\text{Be}$	$13.1 \pm 0.5$	$11.4 \pm 0.5/10/$ $23.6 \pm 0.9/12/$	$W_n < 0.08\%$	$W_n < 1\% /12/$
$^{13}\text{B}$	$17.0 \pm 0.4$	$17.4 \pm 0.2/12/$	$W_n < 0.03\%$	$P_0 \approx 100\% /12/$

Интересным продолжением этих исследований могут служить эксперименты по изучению угловой корреляции между  $\beta$ -задержанными нейтронами в случае их множественного испускания. Другим направлением работ по исследованию свойств легчайших ядер может служить исследование  $\beta$ -задержанной эмиссии кластеров  $d$ ,  $t$ ,  $\alpha$ -частиц и других более тяжелых ядер.

В заключение авторы выражают свою признательность проф. Ю.Ц.Оганесяну и проф. Ю.Э.Пенионжквичу за постановку задачи, предоставленную возможность проведения этой работы и постоянный интерес к ней. Хочется поблагодарить за ценные дискуссии проф. Г.М.Тер-Акопяна, Б.И.Пустыльника.

Авторы благодарят И.В.Колесова, Э.М.Козулина, В.Н.Мельникова, Б.Н.Гикала, Г.Ф.Исаева за помощь в создании аппаратуры и проведении экспериментов.

1. A. A. Ogloblin, Yu. E. Penionzhkevich. Treatise on Heave-Ion Science, Plenum Press, New York and London, 1989, v.8, p.261.
2. C. Detraz. Preprint GANIL P.88.13, 1988.
3. D.Guillemand-Mueller a. o. Z. Phys. A, 1989, v. 332, p.189.
4. A. C. Mueller a. o. Nucl. Phys. A, 1990, v.513, p.1.
5. Yu. Ts. Oganessian a. o. JINR Preprint E7-89-126, Dubna, 1989.
6. R. Anne a. o. Preprint GANIL P.86-23, 1986.
7. G. M. Ter-Akopian a. o. Nucl. Instr. and Meth., 1981 v.190, p.119.
8. Е. А. Сокол и др. Атомная энергия, 1989, т.67, с.357.
9. Н. И. Журавлев и др. Сообщение ОИЯИ 10-8754, Дубна, 1975.
10. A.M.Poskanzer a. o. Phys.Rev., 1965, v.138, p.18.
11. F. Ajzenberg-Selove. Nucl. Phys. A, 1988, v.490, p.1.
12. F. Ajzenberg-Selove. Nucl. Phys. A, 1990, v.506, p.1.
13. T.V.Bjornstad a. o. Nucl.Phys. A, 1981, v.359, p.1.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 мая 1991 года.