

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

С341г + С343г

P6-83-585

С.П.Авдеев, В.А.Карнаухов, В.Д.Кузнецов,
Л.А.Петров, В.В.Попов, Ю.В.Юшкевич

6270/83

ЭКСПЕРИМЕНТЫ

ПО ПОИСКУ СУПЕРПЛОТНЫХ ЯДЕР

Cs и Fr СРЕДИ ПРОДУКТОВ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЕЙТРОНОВ (4,3 ГэВ)

И ^3He (11-15 ГэВ) С Th

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей публикации излагаются результаты исследований по поиску суперплотных ядер, проведенных в продолжение работы /1/. Мы исходили из оптимистической оценки выводов модели пионной конденсации Мигдала и др. /2/, согласно которой в ядерной материи при достижении критической плотности ρ_c может произойти перестройка основного состояния системы, сопровождающаяся образованием π -конденсата. При этом изотропное ядерное вещество превращается в неоднородное с периодической спин-изоспиновой структурой и отличным от нуля средним значением пионного поля. Выигрыш энергии при таком фазовом переходе и критическая плотность зависят от характера нуклон-нуклонного взаимодействия на малых расстояниях. В простой качественной модели π -конденсации /2/ показано, что вид зависимости полной энергии ядра от плотности $E(\rho)$ определяется локальным отталкивательным спин-изоспиновым взаимодействием с параметром g' . От величины этого параметра критически зависит появление стационарного или квазистационарного состояния при плотности $\rho_s > \rho_c$. В последние годы величина g' оценивалась на основе разного сорта данных: из положения уровней с аномальной четностью в легких ядрах, из величин матричных элементов гамов-теллеровского β -перехода для зеркальных ядер, из силовой функции гамов-теллеровского гигантского резонанса, из формфакторов для неупругого рассеяния электронов и протонов с большой передачей импульса и возбуждением состояний с аномальной четностью. Обзор и сравнительный анализ соответствующих работ дан в /3,4/. Полученные по разным данным величины g' оказываются в диапазоне 0,55-0,75. Это несколько больше допустимых значений g' , при которых, согласно оценкам в /2/, возможно появление суперплотных ядер. Оставив в стороне вопрос о сильной модельной зависимости процедуры определения g' , отметим, что полная энергия состояния с π -конденсатом зависит не только от величины параметра g' , но и от коэффициента сжимаемости K . Расчеты $E(\rho)$ в /2/ проведены для $K = 360$ МэВ. По последним данным, ядро более "мягкое": $K = 220$ МэВ /5,6/. Это обстоятельство сдвигает область "благоприятных" значений g' в сторону больших величин по сравнению с указанными в /2/.

Проблеме близости реальных ядер к точке π -конденсатной неустойчивости посвящен обзор /7/, в котором ядерные явления, имеющие отношение к пионным степеням свободы, проанализированы в ином подходе, чем в /3,4/. Аналогичный анализ проведен и в работе /8/. Авторы отмечают, что пока нет убедительных свидетельств прояв-

ления предкритических явлений в ядрах и ядерных реакциях. В то же время экспериментальные данные неплохо описываются при значениях g' , мало отличающихся от $g'_{кр}$, при котором наступает π -конденсатная неустойчивость. То есть имеются основания говорить о близости реальных ядер к критической точке фазового перехода.

Сейчас представляется очевидным, что задача о π -конденсатном фазовом переходе существенно многопараметровая, и сведение всех связанных с ней вопросов к нахождению единственного эффективного параметра g' является, по-видимому, слишком грубым приближением. Так, в ряде работ Бунатяна и Мишустина /9,10/ показано, что характер и условия фазового перехода существенно зависят от пион-пионного взаимодействия в среде, от флуктуаций пионного поля /по-видимому, ответственных за отсутствие предкритических явлений в обычных ядрах/. В конечном счете это приводит к значительному числу новых параметров, не известных достаточно хорошо. Несомненно, что со времени появления гипотезы о возможном существовании суперплотных ядер теория π -конденсатного фазового перехода достигла больших успехов. Однако ее выводы до сих пор весьма качественны, она скорее ставит вопрос перед экспериментом, чем дает четкие предсказания.

До сих пор не получено достоверных экспериментальных указаний как на существование суперплотных ядер в природе, так и на их образование в ядерных процессах. Обзор работ, выполненных до 1977 г., дан в /11/. Из более поздних работ укажем /12-17/. Мы уже отмечали в /1/, что при постановке новых экспериментов следует рассчитывать скорее на поиск суперплотных ядер со скромными энергиями связи. Причем наиболее эффективным способом получения аномальных ядер представляются реакции, вызываемые тяжелыми ионами субрелятивистских энергий. Вместе с тем не исключено, что достаточное для фазового перехода уплотнение может быть достигнуто и при бомбардировке тяжелых мишеней релятивистскими нуклонами и легкими ядрами. Это может произойти в редких каналах реакции, когда в ядре возникает квазикогерентный поток вторичных частиц. Отметим, что поиски сигналов π -конденсации в конечных продуктах ядерного взаимодействия имеют определенные преимущества по сравнению с попытками найти проявление π -фазового перехода непосредственно в акте взаимодействия /19,20/. Если фазовый переход происходит при каком-то исключительном стечении обстоятельств, в малом числе актов взаимодействия, его проявление может оказаться незаметным на фоне основных процессов ядерного взаимодействия.

2. О ВЫБОРЕ СИГНАЛА ПИОННОЙ КОНДЕНСАЦИИ

Мигдалом и др. /2/ показано, что дорожка β -стабильности для суперплотных ядер смещена в сторону линии $Z = N$ по сравнению с обычными ядрами. Это результат возрастания вклада энергии,

симметрии в энергию связи ядра с увеличением плотности. Положение долины бета-стабильности может быть оценено по следующему соотношению, вытекающему из формулы Вейцеккера с параметрами, зависящими от плотности:

$$\left(\frac{Z}{A}\right)_s = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{a_q(\rho_s)}{4a_\pi(\rho_s)} A^{2/3} \right]^{-1}. \quad /1/$$

Здесь $a_q(\rho_s)$ - параметр кулоновской энергии, $a_\pi(\rho_s)$ - параметр энергии симметрии, взятые при плотности конденсированного состояния ρ_s . Оценки по этой формуле дают для бета-стабильных изотопов цезия и франция при равновесной плотности $\rho_s \approx (5-7)\rho_0$ значения A_s , равные 117-118 (Cs) и 190-195 (Fr). Долгоживущие β -активные изотопы суперплотных ядер цезия и франция расположены вблизи этих массовых чисел. "Нормальные" изотопы при этих значениях A имеют времена жизни не более минуты. Таким образом, возможным сигналом аномальности является появление относительно долгоживущей β -активности в области значительного нейтронного дефицита. Это и было принято во внимание при проведении настоящих экспериментов, так же, как и в работе /1/.

Какая область периодической системы элементов является наиболее подходящей для поиска β -активных суперплотных ядер? Мишустин и Карньюхин /18/ построили формулу Вейцеккера для энергии связи ядра с параметрами, зависящими от плотности. Показано, что наибольшей энергией связи обладают суперплотные ядра, если таковые существуют, в области $A = 300-400$. Для значений $A < A_{мин} = 20 \div 70$ энергии связи становятся отрицательными / $A_{мин}$ зависит от ρ_s и параметра объемной энергии ϵ_s /. Таким образом, перспективной для поиска радиоактивных суперплотных ядер является область возможно более тяжелых элементов. Это стимулировало наш интерес к проведению экспериментов с францием, образующимся в качестве конечного продукта взаимодействия релятивистских ядер с торием. Наряду с францием мы исследовали и спектр изотопов цезия, образующихся в ториевой мишени. Это не просто повтор опытов, описанных в /1/. Переход от Ta-мишени к более тяжелой мог благоприятно сказаться на вероятности процесса образования суперплотной фазы.

Для выбора метода регистрации радиоактивных суперплотных ядер необходимо знать основной способ их распада. Известно, что все изотопы Fr с $A < 222$ испытывают α -распад. Какова ситуация с α -распадом суперплотного франция вблизи долины β -стабильности?

3. ОБ α -РАСПАДЕ СУПЕРПЛОТНЫХ ЯДЕР

Энергия α -распада для суперплотного франция рассчитывалась по следующему соотношению, полученному из формулы Вейцеккера:

$$Q_{\alpha} = B_{\alpha} - 4\epsilon_s - 4a_{\pi} \left(1 - \frac{2Z}{A}\right)^2 + \frac{2a_{\pi}}{A^{1/3}} [2Z - 1 - \frac{2Z(Z-1)}{3A}] + \frac{8a_{\sigma}}{3A^{1/3}} \quad /2/$$

Здесь B_{α} - энергия связи ${}^4\text{He}$, ϵ_s - объемная энергия связи на нуклон в суперплотном состоянии. Параметры симметрической, кулоновской и поверхностной энергии соответственно равны /18/:

$$a_{\pi} = 18,4 \frac{\rho_s}{\rho_0} \text{ МэВ},$$

$$a_{\sigma} = 0,711 \left(\frac{\rho_s}{\rho_0}\right)^{1/3} \text{ МэВ}, \quad /3/$$

$$a_{\sigma} = 18,43 \left(\frac{\rho_s}{\rho_0}\right)^{5/6} \left(\frac{\epsilon_s}{\epsilon_0}\right)^{1/2} \text{ МэВ}.$$

При $\rho_s \rightarrow \rho_0$, $\epsilon_s \rightarrow \epsilon_0$ и величины этих параметров совпадают со значениями, обычно используемыми в модели жидкой капли. Видно, что для уплотненных ядер вклад симметрического и поверхностного членов в энергию связи более существен, чем для обычных ядер. На рис.1 показаны результаты расчетов средней энергии связи на нуклон для суперплотных изотопов Fг /по формуле из/18// и энергии α -распада по /2/. Значения параметров /3/ взяты для $\rho_s = 6,63\rho_0$ и $\epsilon_s = 41$ МэВ. Видно, что α -распад аномального Fг возможен только при $A < 180$, энергия его не превышает 3 МэВ, и он не может представлять серьезной конкуренции β -распаду при отходе от дорожки β -стабильности. Таким образом, в отличие от обычных изотопов франция для аномальных ядер основным способом распада является β -распад. Аналогичный результат получается и для других значений параметров ρ_s и ϵ_s , которым отвечает существование связанного суперплотного ядра.

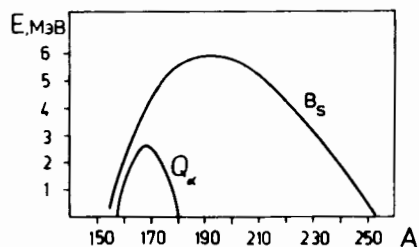


Рис.1. Расчетные значения средней энергии связи на нуклон B_s и энергии α -распада для суперплотных изотопов Fг в зависимости от A. Параметры расчета - в тексте.

4. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Ториевая мишень облучалась на внутреннем пробнике синхрофазотрона ОИЯИ дейтронами /4,3 ГэВ/ и ${}^3\text{He}$ /11-15 ГэВ/. Мишень /~1 г/

была выполнена из ториевой фольги толщиной ~4 мкм. Использовались два варианта мишени. Рубленая на полоски фольга прессовалась в цилиндр диаметром 3мм, длиной ~20мм, который фиксировался тонкой танталовой проволокой. В другом варианте рубленой фольгой заполнялась ампула /диаметром ~3 мм/, сделанная из ториевой фольги толщиной 50 мкм. Такая конструкция мишени была выбрана для того, чтобы обеспечить приемлемую диффузию франция при температурах несколько ниже точки плавления Th.

С помощью пневматического пробника мишень периодически доставлялась в зону пучка. Полный поток частиц через мишень составлял для дейтронов /1-3/·10¹⁴, а для ${}^3\text{He}$ - /3-4/·10¹². Мониторирование пучка осуществлялось по γ -активности ${}^{24}\text{Na}$, индуцированного пучком в алюминиевой фольге, помещавшейся перед мишенью. После облучения, длившегося /8-10/ ч, мишень извлекалась из вакуумной камеры ускорителя, помещалась в ионный источник масс-сепаратора ЯСНАПП и в течение ~15 мин производилось разделение изотопов. Использовался ионный источник с поверхностной ионизацией /21/. Тепловой режим ионизатора был выбран таким образом, что обеспечивалась высокая степень селективности выделения щелочных элементов из полного набора продуктов взаимодействия пучка с мишенью. Так, отношение эффективностей ионизации щелочноземельных и щелочных элементов было не более 10⁻². Этим достигался низкий уровень фона в районе нейтронодефицитных изотопов щелочных элементов, т.е. в области поиска.

Спектр масс изотопов щелочных элементов находился путем измерения распределения β -активности на сборнике /длиной ~100 см/ после извлечения последнего из камеры масс-спектрометра. Конструкция сборника, охватывавшего диапазон $\Delta M/M \sim 30\%$, описана в работе /22/. Там же дано детальное описание многоканального устройства "Зенит-100" для измерения распределения β -активности. Оно состоит из 100 торцовых гейгеровских счетчиков СИ-19БГ, имеющих объем ~0,2 см³. Счетчики располагались в ряд в специальной конструкции на длине 99 см. Сборник расчленялся на три части, которые обсчитывались отдельно после тщательной юстировки перед "линейкой" счетчиков. Перед каждым счетчиком оказывался отрезок сборника длиной 3 мм. Толщина входных слюдяных окошек счетчиков ~1 мг/см², это обеспечивало энергетический порог для счета электронов около 20 кэВ. Геометрическая эффективность об-счета β -активности "своего" отрезка сборника была ~30%, а соседнего ~0,3%. Таким образом, линейное разрешение сканирующей системы определялось способом разбиения сборника на участки и было равно 3 мм.

Система имеет активную защиту от космических частиц - сцинтилляционный счетчик с пластиком, который просматривается двумя ФЭУ типа ХР-2020 с удаленных торцов. Все это погружено в свинцовую защиту толщиной 100 мм. Малый размер счетчиков и комбинированная защита обеспечивали низкий уровень фона, который составлял 7 импульсов в час на счетчик.

Информация записывалась двумя способами. Первый описан нами ранее. При этом использовался шифратор, кодировавший номер счетчика и связанный с памятью многоканального анализатора в стандарте КАМАК /23/. Во втором варианте использовались пересчетные блоки в стандарте КАМАК типа КС-020/24/, входы которых /100 штук/ соединялись с формирователями гейгеровских счетчиков. Показания пересчетов либо выводились на печатающее устройство, либо передавались на ЭВМ ЕС-1010 для обработки. Второй вариант записи обеспечивал полную независимость каналов регистрации. В первом же варианте редкие сбои шифратора могли привести к появлению слабых ложных пиков при наличии высокой загрузки в каких-то каналах.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

5.1. Облучение тория дейтронами с энергией 4,3 ГэВ

Франций. На рис.2 показан пример распределения β -активности на сборнике при настройке масс-спектрометра на выделение изотопов франция. Верхний спектр измерен без антисовпадений со сцинтилляционным счетчиком активной защиты, нижний - с антисовпадениями. Включение активной защиты уменьшает уровень фона в ~ 3 раза. Для калибровки шкалы масс были использованы интенсивные линии в правой части спектра. Появление пяти интенсивных линий в массовом спектре франция по источнику $1,5$ н после конца облучения нам показалось странным, поэтому были проведены подробные измерения временного спада активности /рис.3/. Наиболее интенсивный пик имеет кривую распада, которая разлагается на две экспоненты с $T_{1/2}$, равными 21 мин и $\sim 1,7$ ч. Эти значения, как и ожидалось, близки к периодам полураспада ^{212}Fr и его дочернего ядра ^{208}At . Известны еще два относительно долгоживущих изотопа франция: ^{222}Fr и ^{223}Fr . Им отвечают самые крайние пики в правой части спектра. Для наиболее интенсивного из них период полураспада 14 мин в соответствии с табличным значением для ^{222}Fr . Для другого кривая распада разлагается на две экспоненты: с $T_{1/2} \sim 30$ мин и 11 дн. Первая отвечает ^{223}Fr , а вторая дочернему ядру ^{223}Ra . Эта идентификация была подтверждена измерением спектра α -частиц в пике, который совпал с ожидаемым для ^{223}Ra . Идентификация изотопов франция с массовыми числами 212, 222 и 223 позволила прокалибровать шкалу масс.

Каково происхождение пиков при $A = 220$ и 221? Изотопы ^{220}Fr и ^{221}Fr имеют периоды полураспада 28 с и 4,8 мин и, будучи образованы непосредственно в ядерном взаимодействии, к моменту измерений практически полностью распадаются. Появление этих пиков связано с образованием франция через распад $^{224}\text{Ac} / T_{1/2} = 2,9$ ч / и $^{225}\text{Ac} / T_{1/2} = 10$ дн. / . Изотопы ^{220}Fr и ^{221}Fr находятся в равновесии с этими материнскими ядрами, ионизируются в ионном

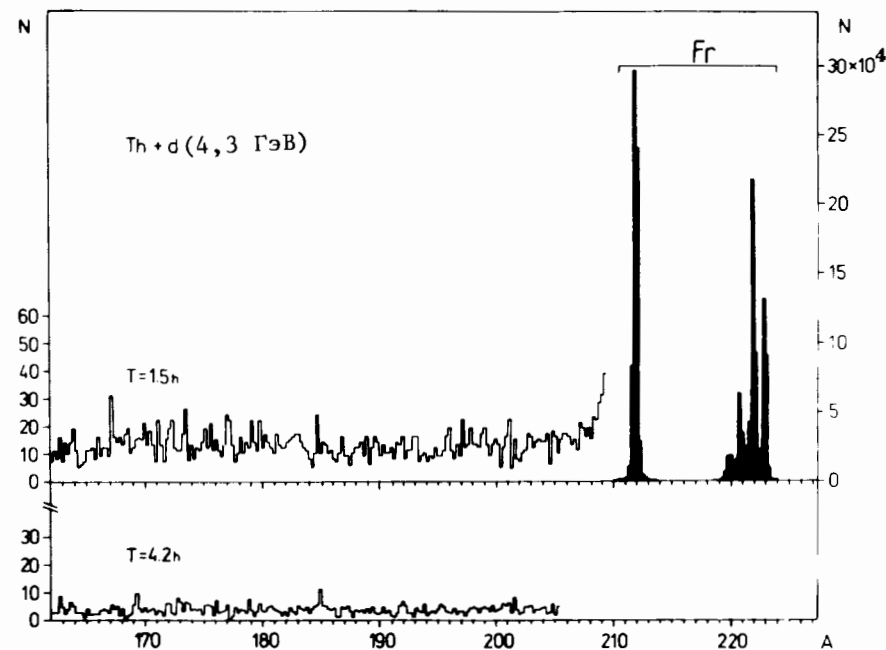


Рис.2. Распределение активности на сборнике масс-спектрометра при селективном выделении франция. Время измерения в каждом канале 30 мин, T - временная задержка между концом облучения и измерением. Шкала справа относится к зачерненной части спектра.

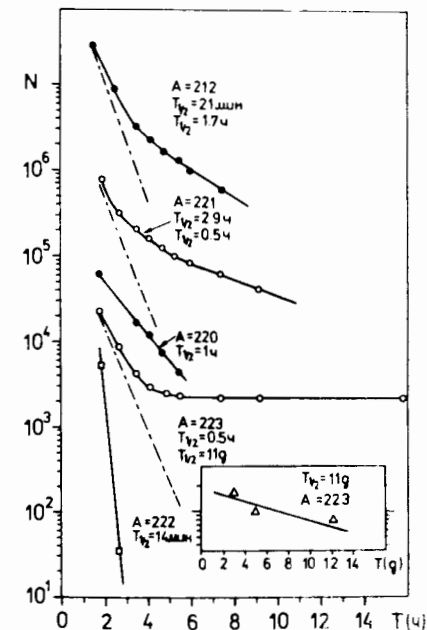


Рис.3. Временная зависимость интенсивности пиков в массовом спектре франция. Масштаб по оси ординат - произвольный.

источнике и приходят на сборник. А поскольку интервал времени между концом сепарации и началом измерения составлял /30-40/ мин, на сканирующее устройство "Зенит-100" попадают уже изотопы, образовавшиеся от их распада. Этим и объясняется то, что кривые распада для этих массовых чисел отвечают изотопам ^{212}Bi /для $A = 220/$ и ^{213}Bi , ^{209}Pb /для $A = 221/$. Эта идентификация также подтверждена измерением α -спектра. Таким образом, все пики в спектре на рис.2 обязаны своим появлением францию. Изотопы соседних элементов не видны. Это результат использования режима ионного источника, обеспечивающего высокий уровень селективности для сепарации щелочных элементов. По нашей оценке, вероятность ионизации соседних элементов подавлена по крайней мере в 10^3 раз.

В диапазоне $163 \leq A \leq 206$, в котором могли проявиться суперплотные изотопы Fг, никаких статистически достоверных пиков не обнаружено. Для оценки верхней границы выхода аномальных изотопов Y_s предполагаем, что они распадаются путем электронной +/- эмиссии, а вероятность К-захвата несущественна. В этом случае эффективность регистрации целиком определяется геометрией счетчиков сканирующей системы. Отметим, что если бы имел место α -распад, он бы регистрировался столь же успешно при $E_\alpha > 1$ МэВ. Оценка верхней границы площади пика для значений A в указанном диапазоне делалась по процедуре, предложенной в /25/. В качестве реперного изотопа выбран ^{212}Fr с выходом Y_0 , эффективность регистрации которого определяется только телесным углом счетчиков ω . Получено, что $Y_s/Y_0 = 6.5 \cdot 10^{-6}$ с уровнем достоверности 90% /в предположении, что период полураспада аномального изотопа равен 5 ч/. Нам не известны данные об абсолютном сечении образования ^{212}Fr в реакции расщепления Th при энергиях более 1 ГэВ. Однако его можно оценить, используя результаты работы /26/, в которой измерены выходы $^{224-228}\text{Ac}$ в реакции Th + p /1,8 ГэВ/. Нормируя расчеты по формуле Рудстама /27/ на сечение образования ^{224}Ac , получим для ^{212}Fr $\sigma_0 = 2$ мб. Нам представляется, что при такой оценке мы эффективно учитываем влияние процесса деления, т.к. параметры Z/A для ^{224}Ac и ^{212}Fr близки, однако для надежности в дальнейшем полагаем $\sigma_0 = 5$ мб. Пользуясь этой величиной и приведенным значением Y_s/Y_0 , получаем верхнюю границу сечения образования аномального франция $\sigma_s = 3,3 \cdot 10^{-32}$ см², что соответствует $1,6 \cdot 10^{-8}$ от полного неупругого сечения взаимодействия d + Th.

Цезий. На рис.4 представлены распределения активности на сборнике, полученные при настройке масс-спектрометра на селективное выделение цезия. Подавляющая интенсивность в спектре приходится на пики изотопов цезия с $A = 125, 127, 129, 130, 132, 134, 135, 136$, образующиеся в реакциях глубокого расщепления и деления. Ни бария, ни редкоземельных изотопов не видно. Выход индия в фокальную плоскость значительно подавлен по сравнению с тем, что было достигнуто в нашей предыдущей работе /1/.

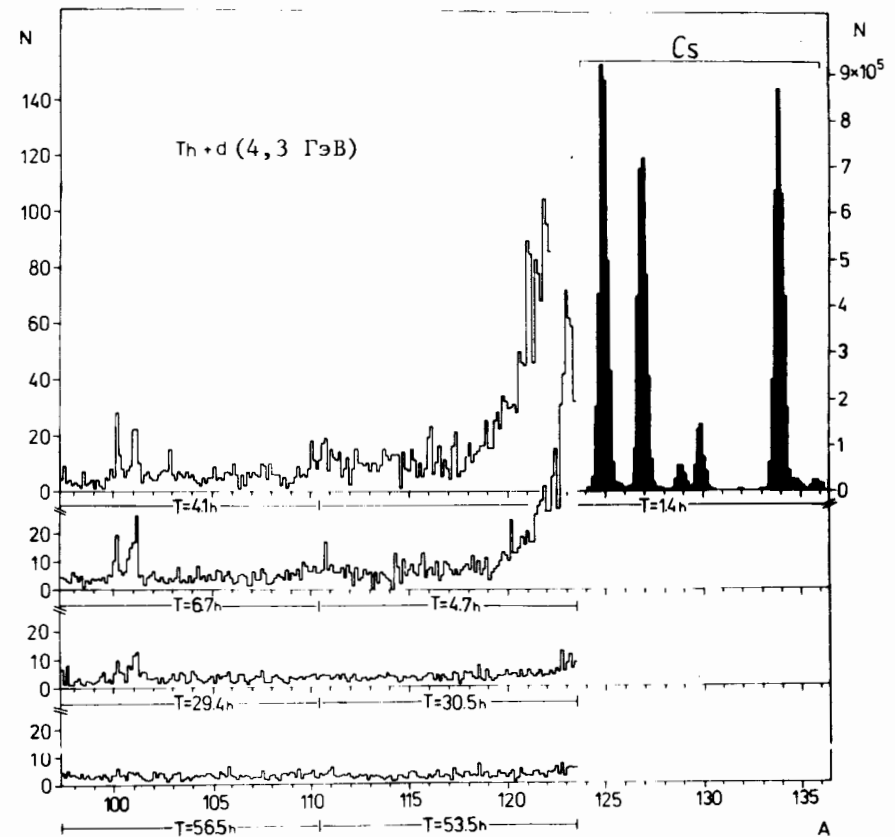
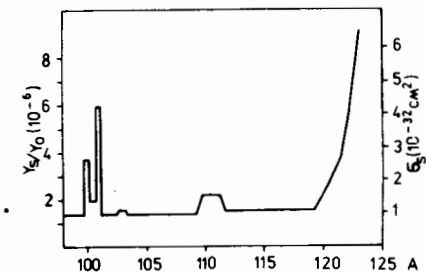


Рис.4. Распределение активности на сборнике при селективном выделении цезия. См. пояснения к рис.2.

Рис.5. Зависимость верхней границы выхода и сечения образования суперплотного цезия от массового числа /для $T_{1/2} = 5$ ч/. Y_s/Y_0 - выход по отношению к ^{127}Cs .



В диапазоне $115 \leq A \leq 125$ в первых двух /по времени/ спектрах фон повышен за счет "хвоста" интенсивных линий $^{125,127}\text{Cs}$. В первом спектре на этот фон наложены слабые пики, по-видимому,

связанные со следами изотопов индия, теллура, сурьмы. При $A = 110$ и 101 четко видны два пика, распадающиеся с периодом полураспада около 29 ч. Происхождение пиков пока не ясно. Нам не удалось найти табличные варианты идентификации этих пиков для одно- и двукратно заряженных ионов каких-либо изотопов или окислов.

Результаты оценки верхней границы выхода аномального цезия при 90% уровне достоверности представлены на рис.5. Используются спектры, измеренные через 4-5 ч после конца облучения, и процедура оценки из [25]. Снова предложено, что $T_{1/2} = 5$ ч, и распад происходит только путем эмиссии электронов или позитронов. В качестве реперного изотопа выбран ^{127}Cs , эффективность регистрации которого равна $0,03\omega$. Сечение его образования полагаем равным $7 \text{ мб} / 28\%$. Эта величина использовалась для построения шкалы абсолютных сечений на рис.5. В диапазоне $112 \leq A \leq 119$ верхняя граница $\sigma_s = 10^{-32} \text{ см}^2$, что составляет $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ от полного неупругого сечения взаимодействия.

На рис.6 показана зависимость верхней границы сечений образования аномальных изотопов цезия и франция от предположенного периода полураспада.

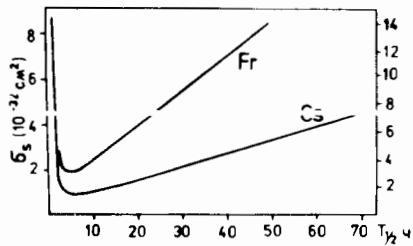


Рис.6. Зависимость верхней границы сечения образования аномальных изотопов Cs и Fr от предположенного периода полураспада. Шкала слева - для Cs, справа - для Fr.

5.2. Облучение тория ядрами ^3He

Были измерены спектры масс при настройке масс-спектрометра на селективное выделение франция и цезия. В первом случае энергия пучка была ~ 15 ГэВ, во втором - ~ 11 ГэВ. Получены спектры, аналогичные приведенным на рис.3 и 4, только амплитуды основных линий примерно в 100 раз меньше в соответствии с более низким потоком ^3He . Распределение интенсивности по основным линиям

* В работе [28] приведено кумулятивное сечение образования ^{127}Cs в реакции $^{238}\text{U} + p$ /11,5 ГэВ/. Из литературных данных следует, что выходы нейтронодефицитных изотопов Xe и Ba в реакциях расщепления урана и тория в пределах ошибок совпадают, то же самое полагаем и для ^{127}Cs .

совпадает с тем, что получено в опытах с дейтронами. Это проявление своеобразного скейлинга в изотопическом распределении продуктов взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами - независимость распределения от типа и энергии частиц, что уже отмечалось в нашей работе [29].

Никаких статистически достоверных пиков не обнаружено при выделении франция в диапазоне $172 \leq A \leq 210$ и цезия в интервале $100 \leq A \leq 122$ через 2 ч после конца облучения. Верхние границы сечения образования суперплотных ядер Fr и Cs оценивались аналогично тому, как это делалось в предыдущем разделе. В предположении периода полураспада, равном 5 ч, для франция получено $\sigma_s = 4,8 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$ или $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ от полного неупругого сечения σ_{in} . Для аномального цезия найдено $\sigma_s = 4,5 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$ или $2 \cdot 10^{-7} \sigma_{in}$.

Для других значений $T_{1/2}$ оценка будет меняться так, как это показано для Cs на рис.6.

Авторы благодарны проф. В.П.Джелепову, К.Я.Громову и И.Н.Семенюшкину за интерес к работе и поддержку, И.Н.Мишустину, Г.Г.Бунатяну за полезные обсуждения, А.Н.Синаеву за помощь в оснащении электронной аппаратурой, А.Ф.Новгородову, С.А.Новикову, Г.В.Мышинскому за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Avdeyev S.P. et al. Nucl.Phys., 1982, A391, p.419.
2. Migdal A.B. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 65B, p.423; Мигдал А.Б. Фермионы и бозоны в сильных полях. "Наука", М., 1978.
3. Meyer-Ter-Vehn J. Phys.Rep., 1981, 74, No.4, p.323.
4. Oset E. et al. Phys.Rep., 1982, 83, p.281.
5. Treiner J. et al. Nucl.Phys., 1981, A371, p.253.
6. Stock R. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p.1236.
7. Борзов И.Н. и др. ЭЧАЯ, 1981, 12, № 4, с.848.
8. Александров Д.В. и др. Препринт ИАЭ, 3754/2, М., 1983.
9. Бунатян Г.Г., Мишустин И.Н. ОИЯИ, P2-81-291, P2-81-500, Дубна, 1981; ЯФ, 1982, 36, с.1121.
10. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, P2-82-262, P2-82-696, Дубна, 1982.
11. Карнаухов В.А. Изв.АН СССР, сер.физ., 1977, 41, с.1538.*
12. Бугорский А.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, с.487.
13. Vorovoy A.A. et al. J.of Phys., 1980, G5, p.723.
14. Попов А.Б. и др. ЯФ, 1980, 31, с.1455.
15. Абдивалиев А. и др. ЖЭТФ, 1981, 81, с.1153.
16. Аникина М.Х. и др. ОИЯИ, P1-83-275, Дубна, 1983.
17. Авдеев С.П. и др. ЯФ, 1982, 36, с.315.
18. Мишустин И.Н., Карнюхин А.В. ЯФ, 1980, 32, с.945.
19. Stocker H. et al. Nucleonika, 1980, 25, p.197.
20. Buchwald G. et al. Z.Phys.A, 1981, 303, p.111.

21. Авдеев С.П. и др. ОИЯИ, P1-81-231, Дубна, 1981.
22. Авдеев С.П. и др. ОИЯИ, P1-81-590, Дубна, 1981.
23. Антюхов В.А. и др. ОИЯИ, P10-80-312, Дубна, 1980.
24. Вьонг Дао Ви и др. ОИЯИ, 10-81-755, Дубна, 1981.
25. Helene O. IFUSP/p, Universidade de Sao Paulo, 1982; Nucl.Instr. and Meth. (in press).
26. Pate S. et al. Phys.Rev., 1961, 123, p.647.
27. Ridstam G. Naturf., 1966, 21a, p.1027.
28. Yu Y.W. et al. Phys.Rev., 1973, C8, p.1091.
29. Авдеев С.П. и др. ЯФ, 1982, 35, с.264.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 августа 1983 года.

Авдеев С.П. и др.

P6-83-585

Эксперименты по поиску суперплотных ядер Cs и Fr среди продуктов взаимодействия дейтронов /4,3 ГэВ/ и ^3He /11-15 ГэВ/ с Th

Описывается экспериментальный поиск β -активных суперплотных ядер Cs и Fr среди продуктов взаимодействия ^2H /4,3 ГэВ/ и ^3He /11-15 ГэВ/ с Th. Использовался метод селективной масс-спектропии со сканированием распределения β -активности на коллекторе. Согласно теории π -конденсации Мигдала, ожидается, что дорожка β -стабильности суперплотных ядер смещена в сторону $Z = N$. Поэтому в качестве сигнала аномальности было выбрано появление относительно долгоживущих β -активных изотопов в области значительного нейтронного дефицита. Получены следующие верхние границы сечений образования аномальных изотопов в единицах полного неупругого сечения взаимодействия /в предположении $T_{1/2} = 5$ ч/ для Cs в интервале $112 \leq A \leq 119 - 5 \cdot 10^{-9}$ для дейтронного пучка и $2 \cdot 10^{-7}$ в интервале $100 \leq A \leq 122$ для пучка ^3He ; для Fr - $1,6 \cdot 10^{-8}$ в интервале $163 \leq A \leq 206$ /дейтроны/ и $2 \cdot 10^{-6}$ - для $172 \leq A \leq 210$ для пучка ^3He .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Avdeev S.P. et al.

P6-83-585

Experiments on the Search for Superdense Cs and Fr Nuclei among the Products of Deuterons /4.3 GeV/ and ^3He /11-15 GeV/ Interacting with Th

Experimental search for β -active superdense nuclei of Cs and Fr among the products of the interaction of deuterons /4.3 GeV/ and ^3He -nuclei /11-15 GeV/ with a Th-target is described. The method of selective mass-spectroscopy of alkaline elements was followed with scanning of the β -activity distribution on the collector. According to Migdal's π -condensation theory, the long-lived superdense nuclei are expected to be more neutron-deficient than the usual ones. This prediction guided the present search. The following upper limits for yields of anomalous nuclei were obtained in the units of the total inelastic cross sections: a/ $5 \cdot 10^{-9}$ for Cs in the mass range $112 \leq A \leq 119$ and $1.6 \cdot 10^{-8}$ for Fr in the range $163 \leq A \leq 206$ in the case of deuteron bombardments; b/ $2 \cdot 10^{-7}$ for Cs in the range $100 \leq A \leq 122$ and $2 \cdot 10^{-6}$ for Fr in the range $172 \leq A \leq 210$ in the case of ^3He -beam.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой