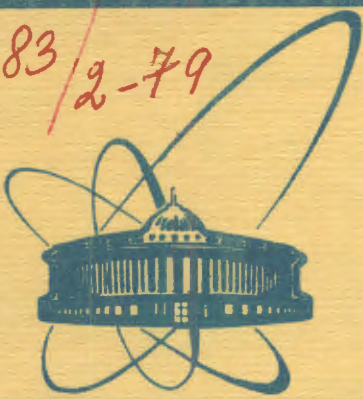


4883/2-79



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3/12-79

Г-874

P1 - 12527

К.Я.Громов, В.А.Карнаухов, В.Д.Кузнецов, Т.Надь,
С.А.Новиков, Л.А.Петров, Ю.В.Юшкевич, М.Яхим

ЭКСПЕРИМЕНТЫ
ПО ПОИСКУ СУПЕРПЛОТНЫХ ЯДЕР

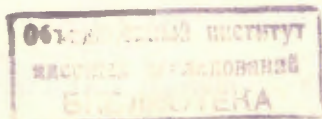
1979

P1 - 12527

К.Я.Громов, В.А.Карнаухов, В.Д.Кузнецов, Т.Надь,
С.А.Новиков, Л.А.Петров, Ю.В.Юшкевич, М.Яхим

**ЭКСПЕРИМЕНТЫ
ПО ПОИСКУ СУПЕРПЛОТНЫХ ЯДЕР**

Направлено в ЯФ



Эксперименты по поиску суперплотных ядер

Описываются эксперименты по поиску бета-активных суперплотных ядер среди продуктов взаимодействия протонов и дейтронов с энергией 8 ГэВ с танталом и вольфрамом. Использовался метод масс-сепарации "off-line" со сканированием распределения бета-активности на коллекторе. Аномальные ядра не обнаружены. Установлены следующие верхние границы их выхода: для калия - $7 \cdot 10^{-5}$ от выхода ^{42}K ; для рубидия - $3 \cdot 10^{-4}$ в случае β^+ -распада и $4 \cdot 10^{-5}$ в случае β^- -распада от выхода ^{81}Rb ; для цезия - $4 \cdot 10^{-5}$ для бария - $8 \cdot 10^{-5}$ от выхода ^{128}Ba . Оценки выхода сделаны в предположении периода полураспада суперплотных ядер, равного 5 часам.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Experiments on the Search for Superdense Nuclei

The search for beta-active superdense nuclei among the products of the interaction of 8 GeV protons and deuterons with tantalum and tungsten targets are described. The mass-separation off-line with a scanning of the beta-activity distribution on the focal plane was used. According to the pion-condensation theory, the long-lived abnormal nuclei are expected to be more neutron-deficient than the usual one. Moreover, their mass numbers may be significantly noninteger measuring in the normal mass scale, because of unusual binding energy. These predictions were used in the present search. Abnormal nuclei have not been detected. The upper limits for their yield are the following: 1) for potassium in the range of $34 \leq A \leq 41$ - $7 \cdot 10^{-5}$ in respect to the yield of ^{42}K ; 2) for rubidium in the range of $73 \leq A \leq 79$ - $3 \cdot 10^{-4}$ in the case of β^+ -decay and $4 \cdot 10^{-5}$ (β^-) in respect to the yield of ^{81}Rb ; 3) for cesium in the range of $113 \leq A \leq 123$ - $4 \cdot 10^{-5}$ in respect to the yield of ^{128}Ba ; upper limit for barium is twice as large as for cesium. These estimations were made under assumption that the half-life for superdense nuclei is equal to 5 h.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. ВВЕДЕНИЕ

Мигдалом с сотрудниками и затем рядом других авторов развита теория так называемой "пионной конденсации" /см. обзорные работы Мигдала^{1,2/} где дана подробная библиография/. Ядерное вещество, начиная с некоторой критической плотности n_c , становится неустойчивым относительно рождения связанных пионов. Следствием этого является фазовый переход в состояние с "пионным конденсатом". Сопровождающий переход выигрыш энергии может привести к стационарному или квазистационарному состоянию при плотности n_s , в 5-8 раз превышающей нормальную n_0 . Теория не может надежно рассчитать полную энергию суперплотного состояния. Однако нельзя исключить, что суперплотное состояние является более связанным, чем обычное. Этому случаю отвечает существование независимого мира суперплотных ядер - стабильных и радиоактивных. Свойства таких необычных ядер существенно отличаются от того, что изучала до сих пор физика. Поэтому экспериментальное доказательство существования суперплотных ядер будет началом совершенно нового раздела ядерной физики.

Несколько лет назад Ли и Виком^{3/} рассмотрено взаимодействие нуклонов с полем гипотетического скалярного σ -мезона. Фазовый переход в этом поле, происходящий при уплотнении ядерного вещества, может привести к аномальному состоянию другого типа. Однако последующие рассмотрения показали, что это состояние должно быть крайне неустойчивым из-за недостаточного вклада трехчастичных сил^{4/}. Кроме того, Мигдалом установлено, что вследствие перенормировки константы взаимодействия нуклонов с σ -полем неустойчивость, предсказанная

Ли-Виком, может возникнуть только при плотности $n \sim 100 n_0$, что едва ли достижимо.

К настоящему времени число теоретических работ, посвященных аномальным ядрам, насчитывает многие десятки. Активность экспериментаторов выглядит пока более скромно. Подробный обзор большей части этих работ дан в ^{5/}. Проведены эксперименты по поиску суперплотных ядер в естественных образцах ^{6-8/} среди продуктов взаимодействия частиц высокой энергии с веществом ^{9-11/}, среди продуктов деления ^{12/}. Результаты пока отрицательные. С высокой чувствительностью они исключают существование в природе суперплотных ядер с энергией связи ~ 100 МэВ на нуклон. Вопрос о существовании суперплотных ядер с более скромными энергиями связи фактически не исследован. Поиски таких аномальных ядер на ускорителях только начинаются.

Наиболее обещающий способ получения суперплотных ядер - реакции, вызываемые тяжелыми ионами с энергией в несколько сотен МэВ на нуклон. Динамика соударения ядер, изменение плотности ядерного вещества в процессе взаимодействия проанализированы в ряде работ в различных вариантах каскадной модели ^{13,15/} в гидродинамическом приближении ^{16,17/}. Показано, что в таких ядерных соударениях достигается плотность, превышающая критическую n_c , которая, по-видимому, равна $2-3/n_0$. Ситуация, менее благоприятная при использовании релятивистских нуклонов в качестве бомбардирующих частиц. Однако и в этом случае нельзя исключить достижения точки фазового перехода за счет неосновных /маловероятных/ каналов реакции и вторичных процессов.

В настоящей работе для получения суперплотных ядер мы использовали пучки протонов и дейтронов, ускоренных до энергии 8 ГэВ на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Для идентификации бета-активных аномальных ядер использовался метод масс-сепарации "off-line". Идея его заключается в следующем. За счет возможного различия энергии связи суперплотных и нормальных ядер первые могут проявиться в массовом спектре как изотопы с нецелыми значениями A . Это очевидно, если калибровка массовой шкалы производится по обычным изотопам ^{11/}. Разность масс аномального и обычного изотопа с массовым числом A равна $\Delta M = (\epsilon_0 - \epsilon_s)A$, где ϵ_s и ϵ_0 -

энергия связи на нуклон для этих изотопов. Если $A=100$, то $|\epsilon_0 - \epsilon_s| = 2,5$ МэВ отвечает $\Delta M = 250$ МэВ, что может быть обнаружено с помощью обычных масс-сепараторов, широко применяемых в ядерном эксперименте. Наш поиск был нацелен на относительно долгоживущие β -активные суперплотные ядра. В работе ^{5/} показано, что можно рассчитывать на существование таких суперплотных изотопов, несмотря на то, что при удалении от линии стабильности энергия β -распада аномальных ядер растет, а времена жизни падают значительно быстрее, чем для обычных изотопов. Для оценки положения линии β -стабильности суперплотных ядер может быть использовано соотношение:

$$\left(\frac{Z}{A}\right)_s = 1/2(1 - 3,2 \cdot 10^{-3} A^{2/3}), \quad /1/$$

полученное Мигдалом и др. для $n_s = 5n_0$.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Использовался внутренний пучок протонов и дейтронов синхрофазотрона ЛВЭ с энергией около 8 ГэВ. Мишенью служил жгут из танталовых или вольфрамовых проволочек /50 мкм/ длиной 20 мм, диаметром 3 мм и весом около 2 г. Поток протонов, прошедших через мишень, был $\sim 3 \cdot 10^{14}$ частиц, дейтронов $\sim 10^{14}$. Через час после конца облучения мишень помещалась в источник с поверхностной ионизацией масс-сепаратора ЯСНАПП ^{18/}. В фокальной плоскости находился сборник специального типа. Это металлический стержень длиной 90 см, диаметром 1,2 см, на который спиралью намотана магнитофонная лента с шагом 3 мм /или 1,5 мм/. После сбора активности стержень извлекался из камеры сепаратора, лента разматывалась, таким образом, непрерывное распределение активности оказывалось разбитым на участки по 3 мм /или 1,5 мм/, разнесенные друг относительно друга на 38 мм. Это позволяет вести одновременное и практически независимое измерение активности соседних участков фокальной плоскости в геометрии, близкой к 2π , с пространственным разрешением в 3 /1,5/ мм.

Распределение бета-активности на сборнике находилось с помощью 120-канального устройства, в котором использовались стандартные гейгеровские β -счетчики СБТ-11 с поперечным размером 28 мм. Специальный интерфейс соединял сборку счетчиков с ЭВМ "Минск-2", так что каждому счетчику соответствовал свой адрес памяти. Вся лента обсчитывалась в три приема за 1,5 ч. Детально эта система сканирования описана в нашей работе^{/19/}. Для того чтобы откалибровать шкалу масс и идентифицировать все пики в массовом спектре, измерялся временной ход бета-активности и находились периоды полураспада для каждого пика.

Первый опыт использования масс-сепарации для поиска суперплотных ядер в продуктах взаимодействия релятивистских протонов с танталом описан в нашей предыдущей работе^{/11/}. Тогда в спектре масс в диапазоне $30 \leq A \leq 40$ были обнаружены пики при дробных значениях A . Было высказано предположение, что они обязаны многозарядным ионам более тяжелых изотопов, для которых $\frac{A}{Z_{\text{ион}}}$ оказывается нецелым. Последующие контрольные опыты подтвердили это предположение.

Интенсивность таких ионов оказалась на много порядков выше, чем следовало ожидать, если бы ионизация происходила только за счет взаимодействия с поверхностью источника. Механизм появления многозарядных ионов до конца не ясен. В качестве рабочей гипотезы было принято, что избыточная ионизация происходит под действием электронных пучков, используемых для бомбардировки ампулы источника: некоторая доля потока электронов попадает в район выходного отверстия ампулы и ионизирует выходящие из нее нейтралы. Исходя из этого геометрия источника была несколько изменена. Это уменьшило, но не подавило до конца примесь многозарядных ионов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

а/ Диапазон $32 \leq A \leq 44$

Танталовая мишень облучалась протонами и дейтронами. Получены аналогичные результаты. Рассмотрим здесь только результаты дейтронного облучения. Разделения на масс-сепарато-

ре делались в двух режимах: с сильным подогревом ионизатора $/T \approx 2500^\circ\text{C} /$ и с пониженным $/T \approx 1800^\circ\text{C} /$. В первом случае */рис. 1/* помимо основных линий в массовом спектре ^{42}K и $^{43}\text{K} /$ видно еще полтора десятка пиков. Среди них есть такие, максимум которых приходится на "дробное" значение A . Однако после анализа кривых распада пиков все они приписаны многозарядным ионам более тяжелых элементов. Это - двухзарядные ионы галлия и рублидия, трехзарядные ионы индия и теллура, четырехзарядные ионы некоторых редкоземельных изотопов */широкие пики при $A=34,5$ и $A=35,5/$. Картина упрощается, если снизить температуру ионизатора и ограничиться только поиском аномалий для калия, хорошо ионизируемого по механизму поверхностной ионизации. Спектры на *рис. 2* измерены при пониженной температуре ионизатора. К сожалению, дополнительное подавление многозарядных ионов достигается здесь за счет снижения выхода основного элемента - калия: уменьшение скорости диффузии из мишени приводит к падению выхода калия в 3 раза.*

Исходя из формулы */1/*, следует ожидать, что β -стабильный суперплотный калий имеет массовое число 38. Таким образом, наиболее долгоживущие суперплотные изотопы калия могут попасть в низкофоновое "окно" $37 \leq A \leq 41$ спектра *рис. 2*. На этом участка спектра мы не находим статистически достоверных пиков при дробных значениях массового числа. Если для определенности положить период полураспада гипотетического суперплотного калия равным 5 ч, то для верхней границы его выхода из *рис. 2* следует величина $7 \cdot 10^{-5}$ от ^{42}K .

б/ Диапазон $65 \leq A \leq 91$

Этот диапазон массовых чисел исследован менее тщательно. Была произведена масс-сепарация продуктов только для случая облучения тантала протонами. Минимальная задержка измерения после конца облучения составляла 6,5 ч. *Рис. 3* демонстрирует массовые спектры, полученные с мощным режимом источника $/T \approx 2500^\circ\text{C} /$. Основной вклад в спектр приходится на изотопы рублидия и стронция, имеющие более низкие потенциалы ионизации. В этом массовом диапазоне также были обнаружены слабые пики при "дробных" массах. Однако измерение периодов полураспада позволило надежно приписать их редкоземельным изотопам.

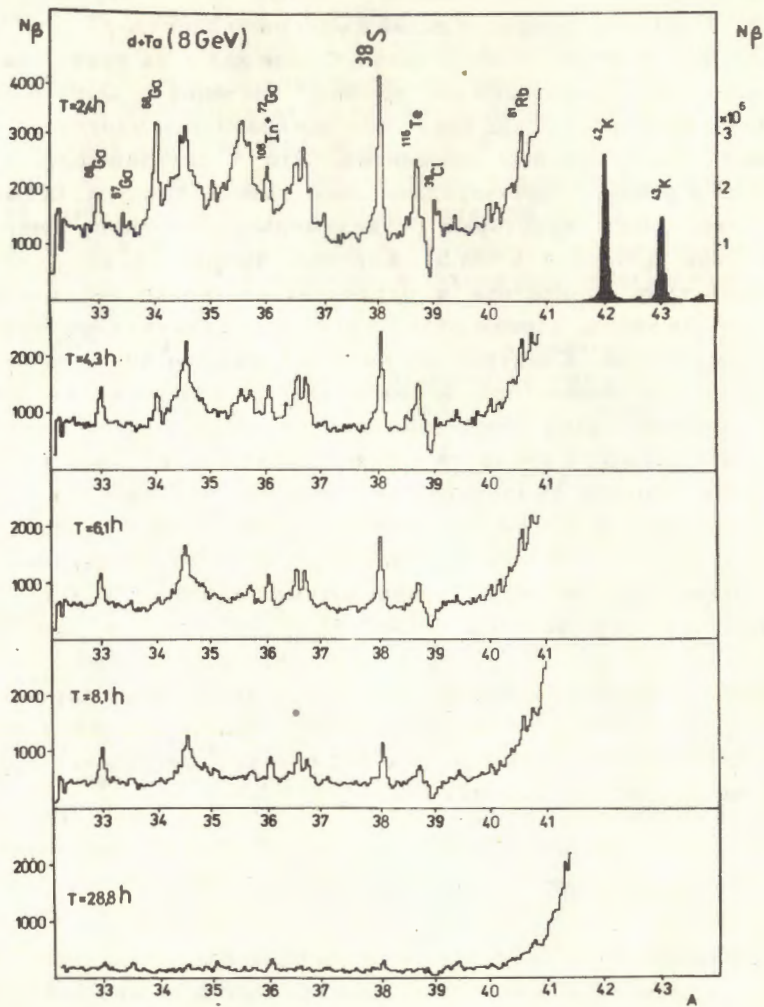


Рис.1. Распределения бета-активности на сборнике масс-сепаратора в диапазоне $32 \leq A \leq 44$ после облучения дейтронами /8 ГэВ/ тантала. Измерения сделаны через время T после конца облучения. Шкала справа относится к зачерненной части спектра. Шаг сканирования - 3 мм. Провал при $A=39$ - результат затемнения сборника изгой сканера.

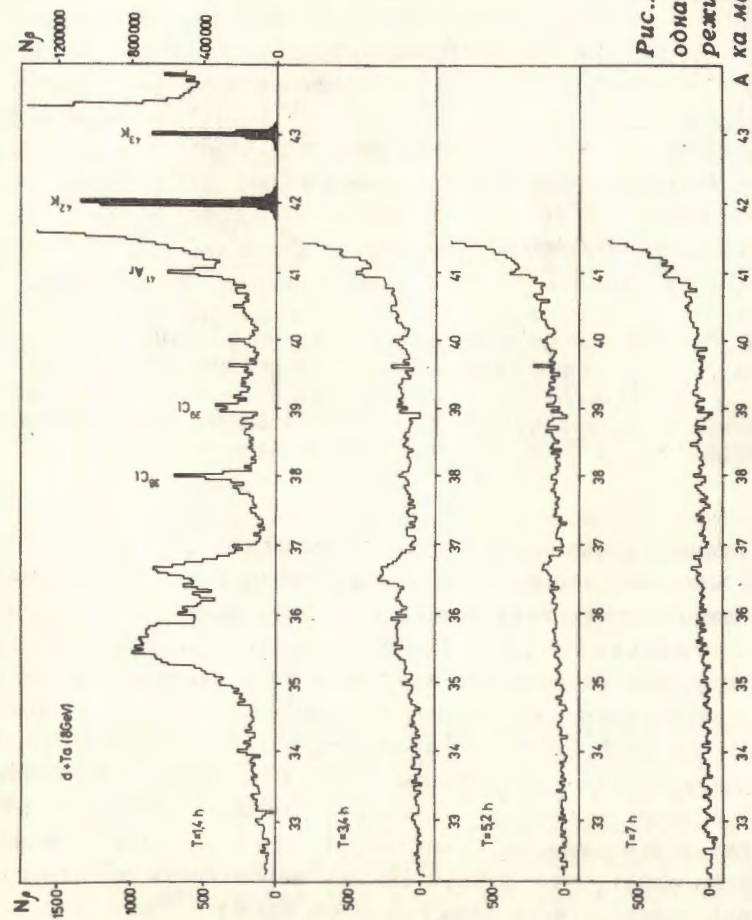


Рис.2. То же, что и на рис. 1, однако использовался пониженный режим подогрева ионного источника - А ка масс-сепаратора.

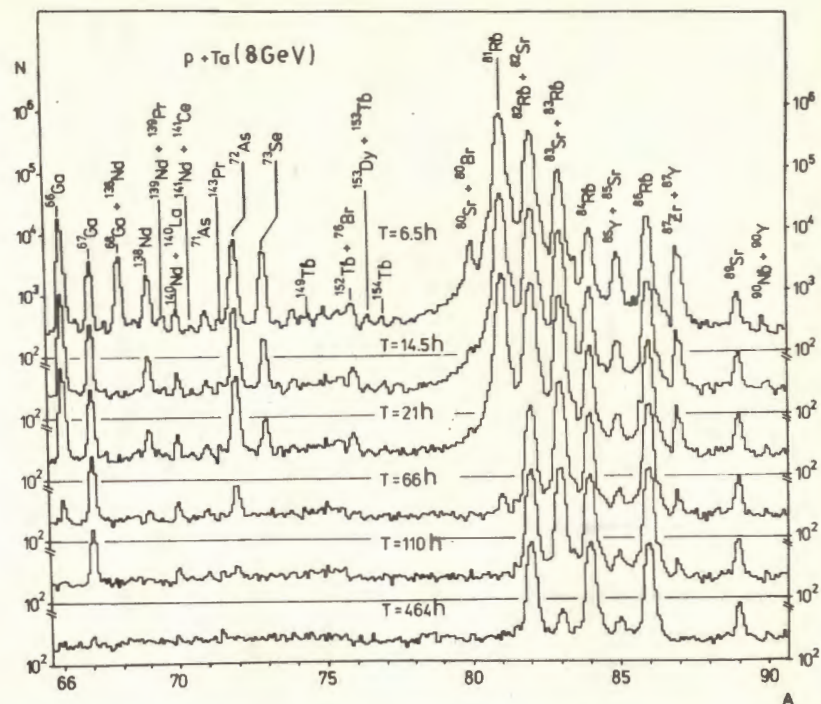


Рис.3. Распределение бета-активности на сборнике масс-сепаратора для продуктов расщепления тантала протонами с энергией 8 ГэВ. Измерения сделаны через время T после конца облучения в диапазоне массовых чисел $65 \leq A \leq 91$. Шаг сканирования - 3 мм.

Согласно формуле /1/, β -стабильный суперплотный рубидий имеет массовое число 78. Исходя из этого, для поиска аномальных долгоживущих изотопов Rb и Sr было выбрано окно в массовом спектре $73 \leq A \leq 79$. Из анализа спектра приходим к выводу, что аномальные изотопы в этом диапазоне массовых чисел отсутствуют на уровне, превышающем $3 \cdot 10^{-4}$ от выхода ^{81}Rb /в этой оценке мы снова предполагаем период полураспада суперплотных ядер равным 5 ч. Измерения с источником в пониженном режиме не позволили улучшить эту оценку из-за падения эффективности. Отметим, что при получении этой цифры предполагалось, что относительная вероятность позитронного распада суперплотного ядра такая же, как и у ^{81}Rb /т.е. 13%/.

Это означает, что для β^- -активного суперплотного Rb верхняя граница выхода ниже - $4 \cdot 10^{-5}$ от ^{81}Rb .

в/ Диапазон $101 \leq A \leq 138$.

Массовый спектр в этом диапазоне измерялся после облучения протонами вольфрама и дейтронами тантала. Рис. 4 показывает пример спектра, полученного после облучения протонами. Разделение было проведено при высокой температуре источника /~ 2500 °C/. Основная интенсивность в спектре приходится на изотопы цезия, бария, редких земель. Кроме того, хорошо выделяется группа изотопов индия. /Все эти элементы имеют потенциал ионизации менее 6,5 эВ и ионизируются на горячей поверхности вольфрама с достаточно высокой вероятностью/.

Для бета-стабильного суперплотного цезия ожидается массовое число $A=118$. На участке спектра вокруг этого массового числа / $113 \leq A \leq 123$ / выход обычных изотопов относительно невелик. Сюда дают вклад правое крыло изотопического распределения индия и изотопы элементов от сурьмы до ксенона, которые имеют высокие потенциалы ионизации. На этом участке спектра обращает на себя внимание слабая группа с центром тяжести при $A \approx 118,8$. Измерение спада активности со временем не противоречит тому, что основной вклад в этот пик приходится на смесь J и Te. Смещение центра тяжести пика - по-видимому, результат игры статистики.

Приведем теперь оценку верхней границы выхода суперплотных ядер из реакции $p+W$ в диапазоне $113 \leq A \leq 123$ /за исключением области, занимаемой пиком ^{116}Sb и ^{116}Te /. Для цезия она равна $5 \cdot 10^{-5}$, а для бария - $1,2 \cdot 10^{-4}$ от выхода ^{128}Ba /снова в предположении $T_{1/2}=5$ ч для суперплотных ядер/.

Этот участок массового спектра тщательно исследовался и для мишени, облученной дейтронами. Для этих экспериментов было улучшено разрешение масс-сепаратора, и шаг сканирования уменьшен до 1,5 мм. Пример спектра, полученного в таких измерениях, дан на рис. 5. Никаких статистически достоверных аномалий не обнаружено для цезия на уровне, превышающем $4 \cdot 10^{-5}$ от выхода ^{128}Ba . Для бария эта граница примерно

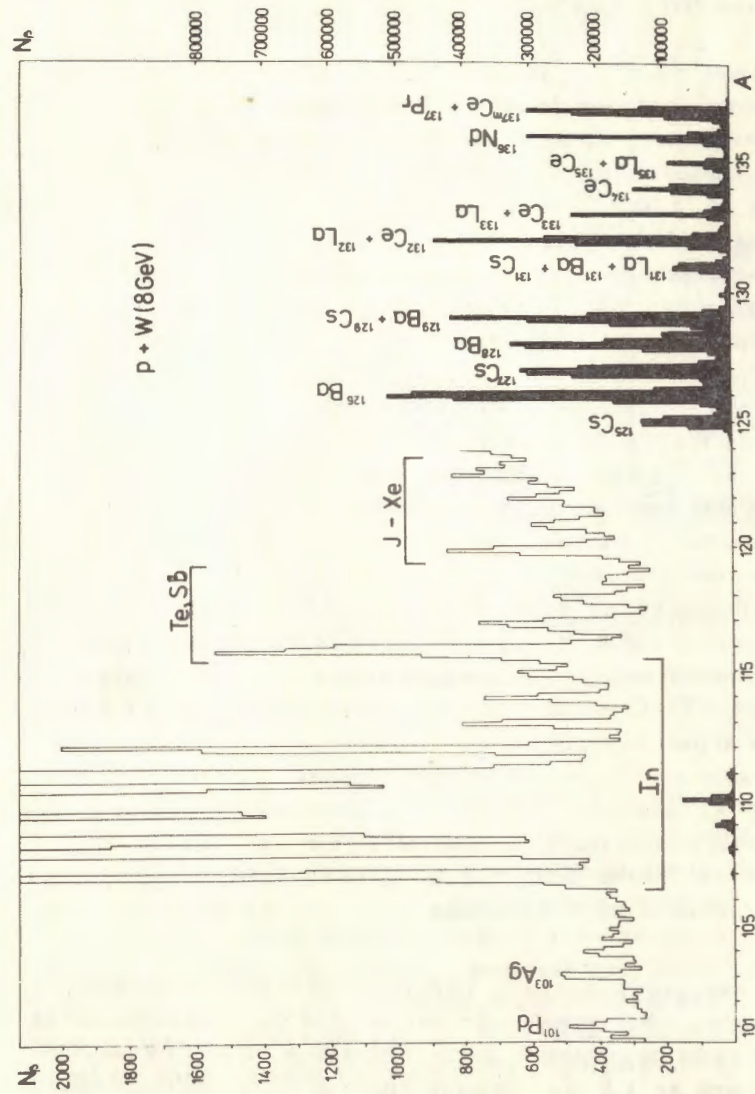


Рис.4. Распределение бета-активности на сборнике масс-сепаратора для продуктов расщеления вольфрама протонами с энергией 8 ГэВ / $100 < A \leq 138$ /. Измерения сделаны через 2 ч после конца облучения. Правая шкала относится к зачерченному спектру. Шаг сканирования - 3 мм.

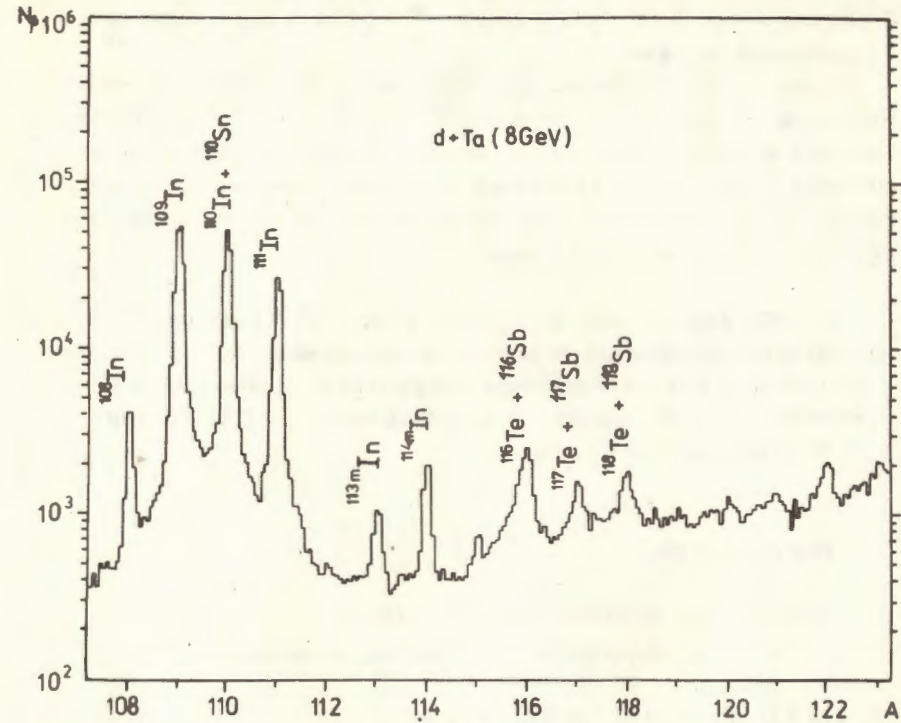


Рис.5. Распределение бета-активности в диапазоне масс $107 \leq A \leq 123$, измеренное с шагом сканирования 1,5 мм. Мишень - Ta, пучок - дейтроны с энергией 8 ГэВ. Измерения сделаны через 6 ч после конца облучения.

вдвое выше. В спектре на рис. 5 отметим различие в ширине пиков для изотопов индия и сурьмы - теллура. Это, по-видимому, связано с тем, что в отличие от индия ионы Sb и Te образуются не по механизму поверхностной ионизации.

Оценки верхней границы выхода аномальных ядер мы делали в предположении $T_{1/2} = 5$ ч. В наших условиях измерения этому значению периода полураспада отвечает минимальная верхняя граница выхода. Нетрудно установить, как она будет модифицироваться с изменением периода полураспада. В диапазоне $T_{1/2}$ от 1,5 до 15 ч она меняется не более чем в 1,5 раза. С уменьшением периода полураспада от 1,5 ч величина верхней границы выхода суперплотных ядер экспоненциально возрастает.

С ростом периода полураспада для $T_{1/2} > 15$ ч она увеличивается примерно линейно.

В заключение отметим, что чувствительность применявшейся методики может быть повышена. Кроме того, представляет большой интерес исследовать массовый спектр продуктов расщепления ядер более тяжелыми релятивистскими или субрелятивистскими частицами, где вероятность появления суперплотных ядер может оказаться выше.

Авторы благодарны В.П.Джелепову, Л.И.Лapidусу, И.Н.Семенюшкину за интерес к работе и поддержку, В.М.Галицкому и И.Н.Мишустину за полезные обсуждения, Ц.Вылову, В.Г.Калинникову, В.В.Попову, В.А.Быстрову, С.П.Авдееву и Г.В.Мышинскому за помощь.

ЛИТЕРАТУРА

1. Migdal A.V., *Rev.Mod.Phys.*, 1978, 50, p.107.
2. Мигдал А.В. Фермионы и бозоны в сильных полях. "Наука", М., 1978.
3. Lee T.D., *Rev.Mod.Phys.*, 1975, 47, p.267.
4. Numan E.M., Rho M., *Nucl.Phys.*, 1976, A286, p.408.
5. Карнаухов В.А. Известия АН СССР, 1977, 41, с. 1538.
6. Frankel S. et al. *Phys.Rev.*, 1976, 13C, p.737;
7. Holt R.J. *Phys.Rev.Lett.*, 1976, 36, p.183.
8. Алешин В.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, с. 114.
9. Kulikov A.V., Pontecorvo V.M. *Phys.Lett.*, 1977, 66B, p.136.
10. Price P.V., Stevenson J. *Phys.Rev.Lett.*, 1975, 34, p.409.
Frankel K., Stevenson J. *Phys.Rev.*, 1976, 14C, p.1455.
11. Бугорский А.П. и др. ОИЯИ, 13-10216, Дубна, 1976.
12. Николенко В.Г. и др. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, с. 65.
Боровой А.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, с. 525.
13. Bondorf J. et al. *Z.Phys.*, 1976, A276, p.385.
14. Базь А.И. и др. Препринт ИАЭ им. И.В.Курчатова № 2660, 1976.
15. Gudima K.K., Iwe H., Toneev V.D. *Journ. of Phys. G: Nucl.Phys.*, 1979, 5, p.229.
16. Baumgardt H.G., et al. *Z.Phys.*, 1975, A273, p.359.
Sobel M.I. et al. *Nucl.Phys.*, 1975, A251, p.502.

17. Галицкий В.М. УФН, 1976, 120, с. 138; Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, с. 175; Галицкий В.М., Мишустин И.Н. ИАЭ-2783, 1977.

18. Beyer G.J. et al. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1971, 96, p.437.

19. Карнаухов В.А. и др. ОИЯИ, 13-12211, Дубна, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 июня 1979 года.