

Б-734

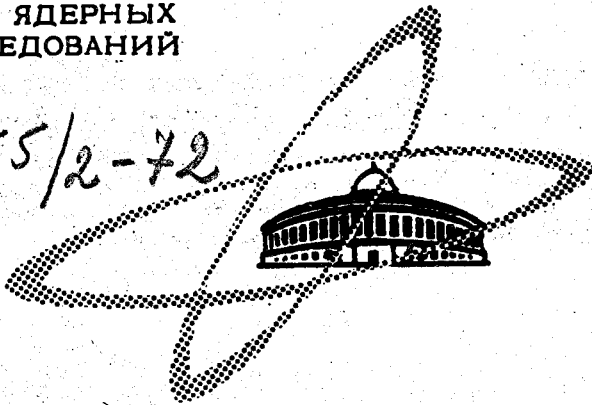
ЯФ, 1972, т. 16, в. 5, с. 890-900. 24/4-72

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1355/2-72

P6 - 6313



Д.Д. Богданов, В.П. Бочин, В.А. Карнаухов,  
Л.А. Петров

ЭКСПЕРИМЕНТЫ  
ПО ПОИСКУ ПРОТОННОГО РАСПАДА  
ИЗ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ

ИССЛЕДОВАНИЯ

1972

P6 - 6313

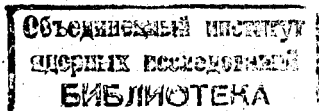
Д.Д. Богданов, В.П. Бочин\*, В.А. Карнаухов,  
Л.А. Петров

ЭКСПЕРИМЕНТЫ  
ПО ПОИСКУ ПРОТОННОГО РАСПАДА  
ИЗ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ

*Направлено в ЯФ*

---

\* Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, Москва



## 1. Введение

Протонный распад из основного состояния давно предсказан теоретически и нет сомнения в его принципиальной возможности. Обнаружение этого эффекта имеет исключительный интерес, поскольку протонный распад — наиболее простой вид ядерного превращения. Исследование протонного распада может дать информацию о ядре такого же типа, что и  $\alpha$ -распад, только в данном случае механизм распада не усложнен процессом образования вылетающей частицы. Измерение энергии протона и времени жизни даст возможность определить приведенную протонную ширину для основного состояния. До сих пор связанные с этой величиной спектроскопические факторы измерялись с помощью ядерных реакций, однако их величина оказывается весьма чувствительной к способу описания реакции.

Где следует искать протонноактивные изотопы? Предсказания, которые делаются на этот счет с помощью различных формул и соотношений для масс ядер, расходятся весьма значительно. Граница области протонноактивных изотопов ( $B_p = 0$ ), рассчитанная различными авторами, варьируется в пределах 5–7 единиц по  $A$  (для  $z > 50$ ). Только проверка в области большого нейтронного дефицита может быть основой для выбора формулы, наиболее корректно предсказывающей энергию распада ядер вблизи границы протонной нестабильности. Данные по

запаздывающим протонам в районе теллура наилучшим образом согласуются с таблицами Г. Гарви и др.<sup>/1/</sup>, Зельдеса и др.<sup>/2/</sup> и Немировского. В середине редкоземельных элементов Зельдес явно завышает энергии связи протонов<sup>/3/</sup>. В наших оценках мы опирались на формулы и таблицы масс Г. Гарви и др. и П. Немировского.

На рис. 1 показаны расчетные значения энергии распада протонноактивных изотопов нечетных элементов для  $50 < z < 72$ . В случае

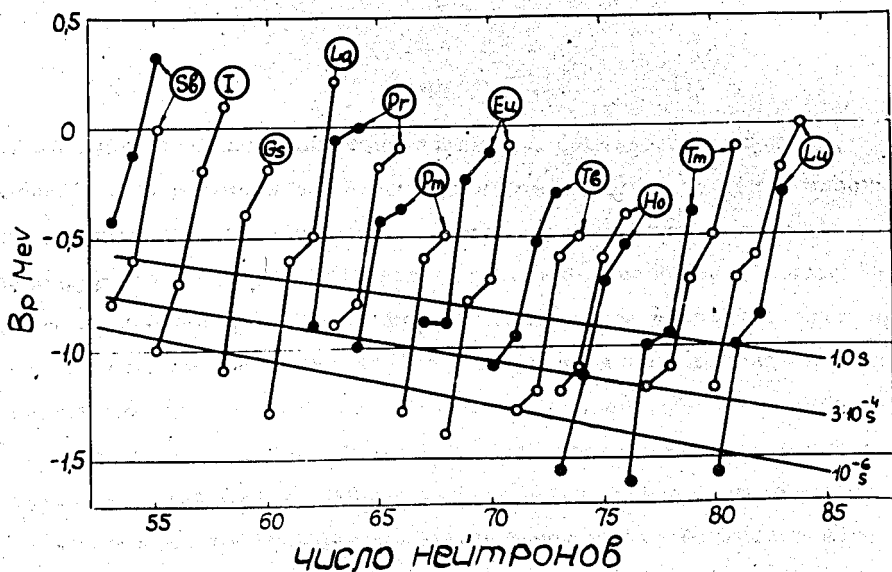


Рис. 1. Расчетные значения энергии связи протона для легких изотопов ряда нечетных элементов ● - Гарви, Кельсон и др., ○ - Немировский. При оценке времен жизни полагалось  $\ell_p = 2$ .

четных  $z$  из-за эффекта спаривания граница протонной нестабильности смещена в сторону большего нейтронного дефицита. На этом же рисунке указаны энергии, соответствующие временам жизни 1 сек,  $3 \cdot 10^{-4}$  сек и  $10^{-6}$  сек (для  $\ell_p = 2$ ). В случае времен жизни  $\tau_p \gg 1$  сек протонный распад будет подавляться конкурирующим  $\beta^+$ -распадом;  $10^{-6}$  сек -

минимальное время, в принципе доступное для прямой регистрации в применявшейся в настоящей работе методике. Интервал энергий  $p$ -распада, отвечающий указанным предельным значениям  $\tau_p$ , невелик и растет с увеличением  $z$ . Вероятность того, что для данного  $z$  действительно существует изотоп с  $B_p$  внутри этого интервала, пропорциональна величине последнего. Это обстоятельство было одной из причин выбора области  $z > 50$  для поиска. Другая причина связана с поперечными сечениями реакций, вызываемых тяжелыми ионами, и приводящих к  $p$ -активным изотопам. За счет конкуренции между испарением нейтронов и протонов сечения должны быть малы, однако с увеличением  $z$  они должны расти. Оценки показывают<sup>/4/</sup>, что более выгодно использование реакций типа  $(HI, p xn)$ , чем  $(HI, xn)$  для получения изотопов с большим нейтронным дефицитом.

В экспериментальном отношении задача не проста. Она сводится к поиску короткоживущих ( $\leq 1$  сек) излучателей мягких протонов (0,5 - 1,5 Мэв) на интенсивном фоне  $\beta$ -излучения. По оценкам, выход излучателей мягких протонов должен быть в миллионы раз меньше выхода бета-активности.

В нашей работе<sup>/5/</sup> были приведены первые результаты экспериментов по поиску протонного распада из основного состояния. В этих экспериментах обогащенные изотопы  $^{96}\text{Ru}$ ,  $^{102}\text{Pd}$ ,  $^{106}\text{Cd}$ ,  $^{112}\text{Sn}$  облучались ионами  $^{32}\text{S}$  и  $^{35}\text{Cl}$  с различной энергией. Мы рассчитывали на получение  $p$ -активных изотопов  $\text{Pr}$ ,  $\text{Pm}$ ,  $\text{Eu}$ ,  $\text{Tb}$  и  $\text{Ho}$  за счет реакций с испарением протона и (4-7) нейтронов. В случае  $^{96}\text{Ru} + ^{32}\text{S}$  была обнаружена слабая активность, идентифицированная как протонный излучатель с энергией 0,7 - 1,0 Мэв и периодом полураспада 0,2 сек  $< T_{1/2} < 2$  сек. Было предположено, что эта активность появляется в результате распада из основного состояния нейтронодефицитного праэодима.

В дальнейшем проводились дополнительные исследования этой активности и ряд контрольных опытов<sup>/6/</sup>. В экспериментах использовался газонаполненный масс-сепаратор ядер отдачи.

Излучатель мягких протонов, возникающий при взаимодействии пучка  $^{32}\text{S}$  с  $^{96}\text{Ru}$ , был зарегистрирован также с помощью совершенно иной методики, основанной на собирании радиоактивных продуктов с помощью сверхзвуковой газовой струи. Результаты экспериментов с этой методикой (они описаны в четвертой части статьи) согласуются с данными, полученным с масс-сепаратором.

## II . Газонаполненный масс-сепаратор

Газонаполненный масс-сепаратор БЭМС<sup>x/</sup> обеспечивает быстрое (за  $10^{-6}$  сек) отделение продуктов реакций от пучка. Принцип такого сепаратора был предложен Фулмером и Коэн<sup>/7/</sup>. Детальное описание БЭМС дано в работе<sup>/8/</sup>. Схематический вид установки показан на рис. 2. В месте источника магнитной системы помещается мишень, облучаемая выведенным из циклотрона У-300 пучком многозарядных ионов. Продукты ядерных реакций выбиваются из мишени в виде ионов в узком конусе углов в направлении пучка. Попадая в магнитную систему, заполненную газом (например, гелием при  $p = 1,5$  тор), "ядра отдачи" испытывают соударения с молекулами газа и статистическим образом меняют ионный заряд. В соответствии с этим меняется и радиус кривизны траектории, однако после усреднения по всему пути он будет близок к  $\bar{R}$  -значению, отвечающему частице с равновесным зарядом  $\bar{e}$ .

---

x/ БЭМС - быстрый электромагнитный масс-сепаратор.

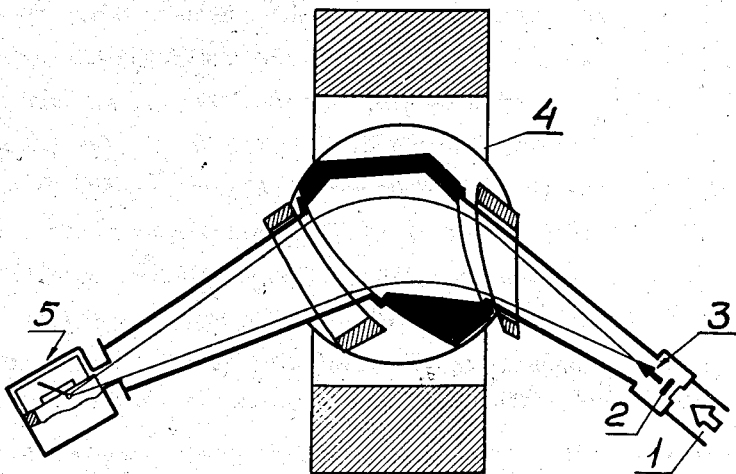


Рис. 2. Схематический вид газонаполненного сепаратора на пучке циклотрона: 1 - пучок, 2 - мишень, 3 - ядра отдачи, 4 - магнит, 5 - телескоп из пропорциональных счетчиков.

Поскольку  $\bar{e} \sim f(z) v$ , отклонение в магнитном поле "равновесной" частицы практически не зависит от скорости  $R \sim \frac{M}{f(z) H}$ . За счет многократных перезарядочных соударений флуктуации усредненного радиуса кривизны относительно  $R$  оказываются существенно меньше, чем  $\frac{\Delta e}{\langle e \rangle}$ . Так, например, для  $A = 100$  разрешение по  $Hq \sim 3\%$  в случае гелиевого заполнения. Калибровка масс-сепаратора осуществлялась по известным продуктам ядерных реакций /8/.

Пройдя через масс-сепаратор, "ядра отдачи" входят в тормозной объем через тонкую ( $200-300 \text{ мкг/см}^2$ ) вакуумную органическую пленку и останавливаются в нем. Этот объем находится внутри телескопа, состоящего из трех цилиндрических коаксиальных пропорциональных счетчиков. Первый и второй счетчики отделены от тормозного объема и друг

от друга тонкой (50 мкг/см<sup>2</sup>) органической пленкой, запыленной золотом. Между вторым и третьим счетчиками - заземленная сетка, выполненная в виде ряда нитей, натянутых по образующей цилиндра. Диаметр входного окна тормозного объема 60 мм, длина - 150 мм, радиальные толщины счетчиков соответственно равны 12, 140, 20 мм. Полная длина телескопа 660 мм. В качестве рабочего газа использовалась смесь аргона с метаном (5%). Между первым и вторым счетчиками имеется коллиматор, изготовленный из медных колец (толщина 0,15 мм, ширина 6 мм), расположенных на расстоянии 5 мм друг от друга. Разрешение первого счетчика для коллимированных  $\alpha$ -частиц (5,5 Мэв) - 15%, для второго счетчика - 5%.

В опытах по поиску излучателей мягких протонов первые два счетчика включались в схему совпадений. Антисовпадения с третьим счетчиком фиксировали факт остановки частицы до входа в третий счетчик. Важная функция третьего счетчика - снижение фона от запаздывающих протонов: включение антисовпадений уменьшает счет запаздывающих протонов примерно в 10 раз. Первый счетчик предназначен для измерения  $\Delta E$ -удельной ионизации частиц, испускаемых распадающимися ядрами, второй - измеряет остаточную энергию  $E$ . Импульсы проходят через предусилители и усилители и поступают для анализа на МАРС (многомерный анализатор редких событий) <sup>/9/</sup>. Анализ разрешается импульсом совпадений - антисовпадений. Введены блокировки: а) на время подачи высокочастотного напряжения на дуанты циклотрона; б) на "перегружающие" импульсы в  $\Delta E$ ,  $E$  каналах, связанные с пробоями в счетчиках; в) на электромагнитные наводки. Для блокировки последнего типа имелся специальный усилительный тракт с антенной на входе предусилителя. В результате этих предосторожностей фон в области амплитуд, соответствующих протонам с энергией  $< 1,5$  Мэв, был на уровне 0,1 имп/час при наличии пучка в соседней кабине.



В так называемом непрерывном режиме работы циклотрона ВЧ-напряжение подается на дуанты в виде импульсов шириной  $\sim 10^{-3}$  сек с частотой 200 герц. Минимальный период полураспада, доступный для измерения при использовании блокировки на время прохождения сгустка пучка, оказывается при этом равным  $3 \cdot 10^{-4}$  сек. Для измерения времен жизни в диапазоне (0,1 - 10) сек применялась либо дополнительная модуляция ВЧ-напряжения, либо механическое прерывание потока ядер отдачи из мишени. В случае дополнительной модуляции режим облучения и обсчета активности был следующим. В течение интервала времени  $\Delta t_1$  ядра отдачи поступали в счетчик, производилось измерение накопления активности. Затем пучок перекрывался, и в течение  $\Delta t_2$  измерялся спад активности. Для этих измерений использовался временной канал МАРС'а.

Полная эффективность установки оценивалась с помощью известного  $\alpha$ -излучателя  $^{150}\text{Dy}$ , который получался в реакции  $^{124}\text{Sn} ( ^{32}\text{S}, 6n )$ . Она оказалась равной  $\sim 0,5 \cdot 10^{-3}$ . При доступных интенсивностях пучка серы следовало ожидать 10 событий в час для поперечного сечения  $10^{-30} \text{ см}^2$ . На рис. 3 показан  $\Delta E-E$ -спектр  $\alpha$ -частиц  $^{150}\text{Dy}$  (4,23 Мэв), измеренный в рабочих условиях (давление в телескопе 100 тор.) Усиления в каналах подобраны так, чтобы "смоделировать" аппаратный спектр протонов с энергией 1,0 Мэв, имеющих такой же пробег, что и  $\alpha$ -частицы  $^{150}\text{Dy}$ .

В качестве бомбардирующей частицы, в основном, использовалась  $^{32}\text{S}$ , ускорявшаяся в виде шестизарядных ионов до энергии 275 Мэв. Были предприняты специальные меры для уменьшения доли  $^{+3}\text{O}^{16}$  в пучке. Для этого, во-первых, использовался  $\text{H}_2\text{S}$  в качестве рабочего газа для ионного источника, во-вторых, величина магнитного поля циклотрона тщательно устанавливалась вблизи резонансного значения для серы. Контроль за примесью кислорода в пучке осуществлялся с помощью  $\text{Si} (\text{Au}) -$

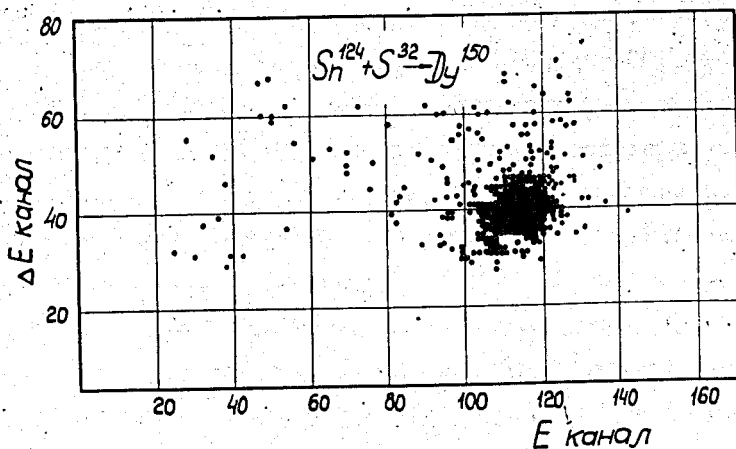


Рис. 3.  $\Delta E$ - $E$ -спектр  $\alpha$ -частиц  $^{150}\text{Dy}$ , полученного в реакции  $^{124}\text{Sn}(^{32}\text{S}, 6n)$ . Давление в счетчике 100 тор. Усиления подобраны так, чтобы картина моделировала распределение импульсов для протонов с  $E_p \approx 1,0$  Мэв.

спектрометра, регистрировавшего рассеянный пучок. Рассеиватель (сульфурное золото) помещался перед мишенью БЭМС'а. Как правило, примесь кислорода в пучке была на уровне 10%.

### III. Результаты экспериментов с газонаполненным масс-сепаратором

1. Было проведено облучение мишеней из разделенных изотопов  $^{96}\text{Ru}$ ,  $^{102}\text{Pd}$ ,  $^{106}\text{Cd}$ ,  $^{112}\text{Sn}$  <sup>x/</sup> ионами  $+6\text{S}^{32}$  ( $E_{\text{max}} = 270$  Мэв). Изотопы  $^{96}\text{Ru}$  и  $^{112}\text{Sn}$  облучались также пучком  $+6\text{Cl}^{35}$  ( $E_{\text{max}} = 250$  Мэв).

<sup>x/</sup> Мишени из  $^{96}\text{Ru}$  и  $^{102}\text{Pd}$  были металлическими ( $2-3 \text{ мкг/см}^2$ );  $^{106}\text{Cd}$  и  $^{112}\text{Sn}$  такой же толщиной были нанесены в виде окиси на алюминиевую подложку. Содержание основного изотопа в мишенях 80-90%.

Ввиду неточностей предсказаний положения линии протонной нестабильности энергия пучка варьировалась в широких пределах. Во всех случаях было установлено образование новых излучателей запаздывающих протонов (изотопы редкоземельных элементов от  $Nd$  до  $Ho$ ). При давлении (100-150) тор основная масса запаздывающих протонов проходит через все три счетчика. Это обстоятельство было использовано для выделения запаздывающих протонов: регистрировались тройные совпадения, что практически полностью подавляло  $\beta$ -фон даже в области малых амплитуд.

На рис. 4 показана зависимость счета запаздывающих протонов от магнитной жесткости БЭМС для ядер отдачи. В верхней части рисунка указаны компаунд-ядра, через которые образуются регистрируемые изотопы. Максимумы кривых расположены при значениях  $H\rho$ , близких к расчетным величинам<sup>/8/</sup> для изотопов, получающихся испарением 5-7 нуклонов. С ростом  $z$  выход падает, что связано с увеличением кулоновского барьера для протонов.

На рис. 5 приведен пример  $\Delta E-E$ -спектра импульсов от запаздывающих протонов, возникающих при облучении  $^{96}Ru$  ионами  $^{32}S$  с энергией 240 Мэв (давление в счетчике 150 тор). Пунктиром показана расчетная калибровочная линия для протонов, вылетающих радиально с оси тормозного объема. Следует иметь в виду, что в рабочих условиях активность распределена по всему тормозному объему. Это приводит к дополнительному разбросу точек, величина которого растет с уменьшением энергии. Протоны с энергией свыше 1,3 Мэв не останавливаются в  $E$ -счетчике, поэтому в этой точке кривая резко меняет наклон. Импульсы от запаздывающих протонов группируются в области малых амплитуд, поскольку основная их доля имеет энергии  $> 2$  Мэв (см., например,<sup>/10/</sup>). Средний период полураспада для излучателей запаздывающих протонов равен  $(7,0 \pm 0,4)$  сек (интервал измерения  $\Delta t_2 = 10$  сек). Впоследствии было установлено, что это смесь нескольких изотопов.

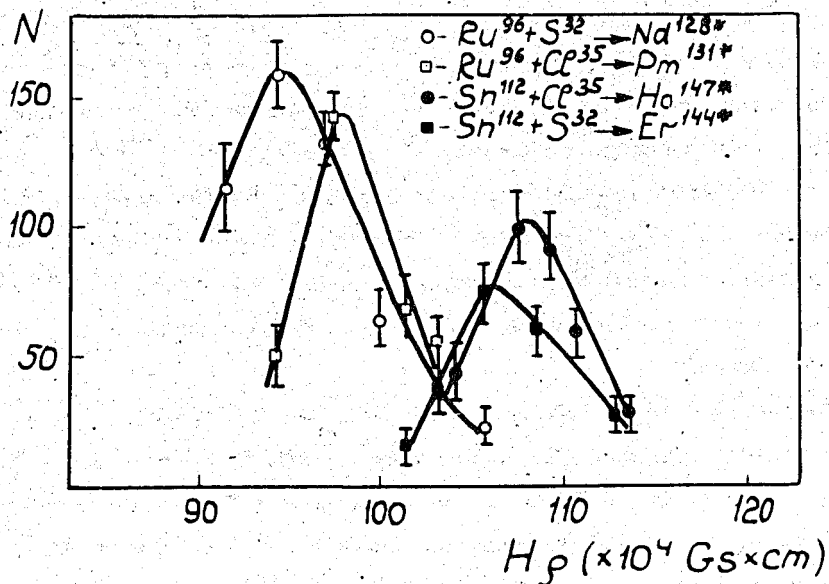


Рис. 4. Зависимость счета запаздывающих протонов от  $H\rho$  для ядер отдачи. Для мишени  $^{96}\text{Ru}$  сепаратор заполнен гелием ( $p = 1,5$  тор) и полный поток ионов  $3 \cdot 10^{14}$ . Для мишени  $^{112}\text{Sn}$  в сепараторе смесь:  $\text{He}$  (75%) + воздух (25%) при  $p = 1,1$  тор; полный поток ионов -  $10^{15}$ . Энергия пучка во всех случаях - 210 Мэв.

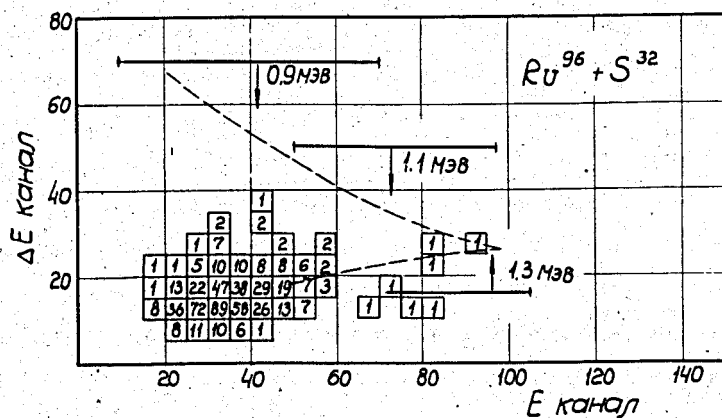


Рис. 5.  $\Delta E$ -Спектр импульсов от запаздывающих протонов. Давление в телескопе - 150 тор. Пунктиром дана расчетная кривая для протонов, летящих радиально с оси тормозного объема. Горизонтальные отрезки показывают разброс по  $E$ , вносимый тормозным объемом.

Мы не проводили подробных измерений для идентификации излучателей запаздывающих протонов, поскольку подходили к запаздывающим протонам как к наиболее опасному источнику фона в экспериментах по поиску протонного распада из основного состояния. Это действительно так: измерения с  $\beta$ -источниками и поглотителями между  $\Delta E$  и  $E$ -счетчиками показали, что основной счет и в режиме "совпадения-антисовпадения" обусловлен запаздывающими протонами. Примерно 1/10 всех запаздывающих протонов дает антисовпадения с третьим счетчиком из-за попадания на его входную сетку и за счет конечного порога схемы антисовпадений. Применявшаяся электроника позволяла параллельно с основными измерениями регистрировать запаздывающие протоны, что обеспечивало непрерывный контроль за состоянием аппаратуры. Для этого использовался анализатор АИ-256, управляемый импульсом тройных совпадений.

2. После предварительных опытов по поиску излучателей мягких протонов <sup>15/</sup> мы остановились на комбинации  $^{96}\text{Ru} + ^{32}\text{S}$  для более детального исследования. Во всех описываемых ниже опытах энергия пучка на входе в мишень составляла 240 Мэв. Давление гелия в сепараторе 1,5 тор, магнитная жесткость  $97,3 \cdot 10^4$  гаусс/см, что примерно соответствовало максимуму счета запаздывающих протонов.

На рис. 6 представлен  $\Delta E$ - $E$  спектр, запись которого разрешалась импульсом совпадений-антисовпадений. Давление в счетчике 150 тор, режим работы циклотрона - непрерывный. При анализе этого спектра мы выделили три группы импульсов. Группа I обязана, главным образом, запаздывающим протонам. В пользу этого говорит подобие распределения импульсов этой группы и запаздывающих протонов (рис. 5), совпадение периодов полураспада, существенное снижение счета при введении алюминиевого (200 мк) поглотителя между  $\Delta E$  и  $E$ -счетчиками. На группы II и III приходится доли процента от счета запаздывающих протонов.

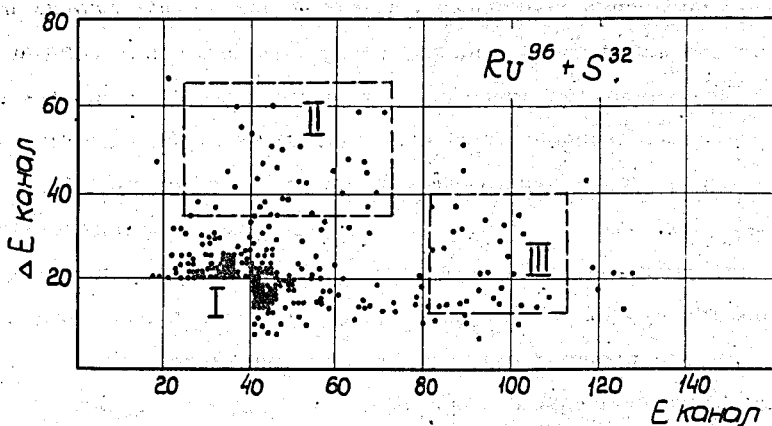


Рис. 6.  $\Delta E$ -Спектр в антисовпадениях с третьим счетчиком. Давление в счетчике 150 тор. Полный поток ионов через мишень  $2.10^{16}$ . Режим облучения - непрерывный.

Поэтому сразу же возникает вопрос, не являются ли группы II и III "хвостом" интенсивной группы I. Прямой ответ может быть получен из сравнения периодов полураспада. Временной ход активности должен быть одинаковым, если импульсы в группах I, II, III имеют одно происхождение. Измерения показали, что периоды полураспада в этих группах существенно различаются, таким образом, аппаратное "вымывание" импульсов из группы I в II и III следует исключить.

Результаты этих измерений представлены на рис. 7 и 8. Времена накопления активности и распада были выбраны равными 10 сек. Обработка производилась по методу наименьших квадратов. Для группы I получено  $T_{1/2} = (6,2 \pm 0,9)$  сек, что в пределах ошибок совпадает со средним периодом полураспада для запаздывающих протонов. Для II+III анализ дает  $T_{1/2} = (1,8 \pm 0,4)$  сек. Эти измерения были проделаны с дополнительной модуляцией высокочастотного напряжения циклотрона. Воз-

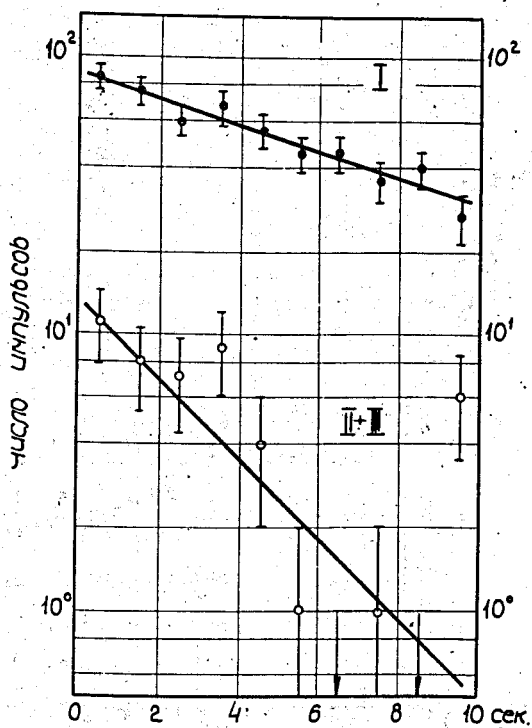


Рис. 7. Временной ход активностей в группах I и I+III, измеренный с дополнительной модуляцией пучка.

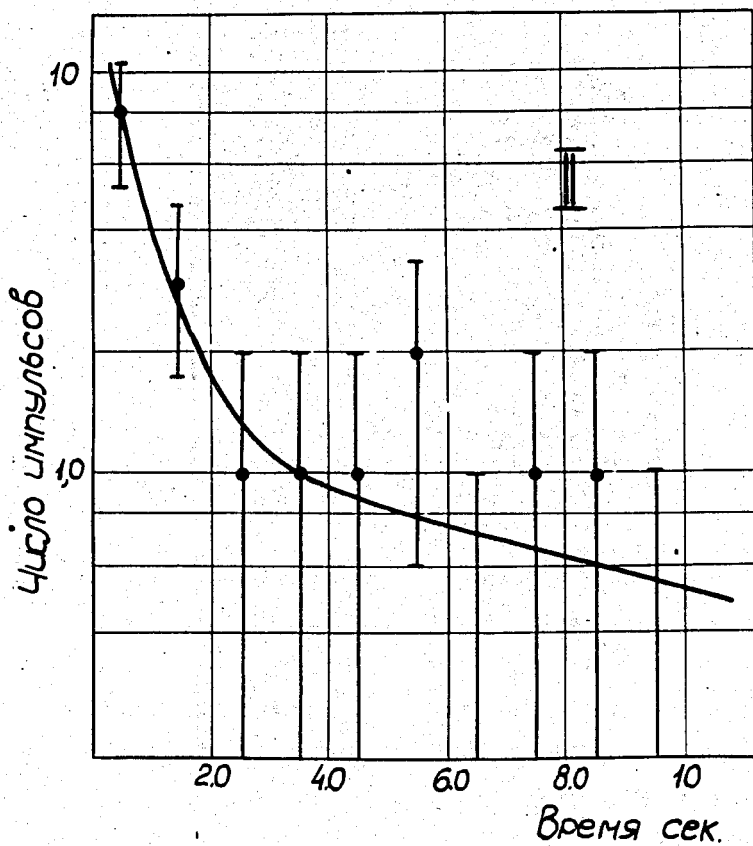


Рис. 8. Временное распределение импульсов, отвечающих протонам с  $E_p < 0,9$  Мэв (II группа).



можно, что электрические наводки, связанные с моментом подачи напряжения на дуанты, дали вклад в последнюю точку на кривой II + III.

Тем не менее, эта точка учитывалась при анализе. На долю группы

II в кривой распада на рис. 8 приходится  $\sim 1/4$  числа импульсов. Для группы III анализ дает период полураспада  $T_{1/2} = (2,1 \pm 0,6)$  сек.

Чтобы оценить среднюю энергию, отвечающую группе III, мы воспользовались калибровочной кривой (рис. 5), а также измерениями с  $\alpha$ -частицами  $^{150}\text{Dy}$ , приведенными для различных давлений в телескопе. С помощью этих измерений удалось "смоделировать" аппаратурную форму линии для протонов различной энергии. В результате для средней энергии группы III получено значение  $(1,2 \pm 0,1)$  Мэв. Относительно энергии группы II можно было сказать только, что она не превышает 0,9 Мэв. Более определенное заключение сделать затруднительно, т.к. при давлении 150 тор толщина тормозного объема составляет существенную долю пробега протонов столь малой энергии.

Группа II представляет особый интерес, т.к. прежде всего она может быть связана с протонным распадом из основного состояния. Для более четкого выделения этой группы были проведены измерения при давлении рабочего газа в телескопе 100 тор. В этом случае в меньшей степени сказывается толщина тормозного объема и уменьшается вклад от группы III (за счет антисовпадений). На рис. 8 показано временное распределение импульсов, отвечающих  $E < 0,9$  Мэв. Распределение наилучшим образом описывается суммой двух экспонент. Период полураспада быстрой части равен  $0,6 \pm 0,3$  сек. Медленная компонента может быть связана с фоном<sup>x/</sup>. На рис. 9 представлен  $\Delta E - E$  -спектр, в который включены только импульсы, зарегистрированные в последние четыре секунды интервала накопления и в первые две секунды интервала изме-

<sup>x/</sup> Если распределение точек на рис. 8 описывать одной экспонентой, то  $T_{1/2} = (1,6 \pm 0,7)$  сек.

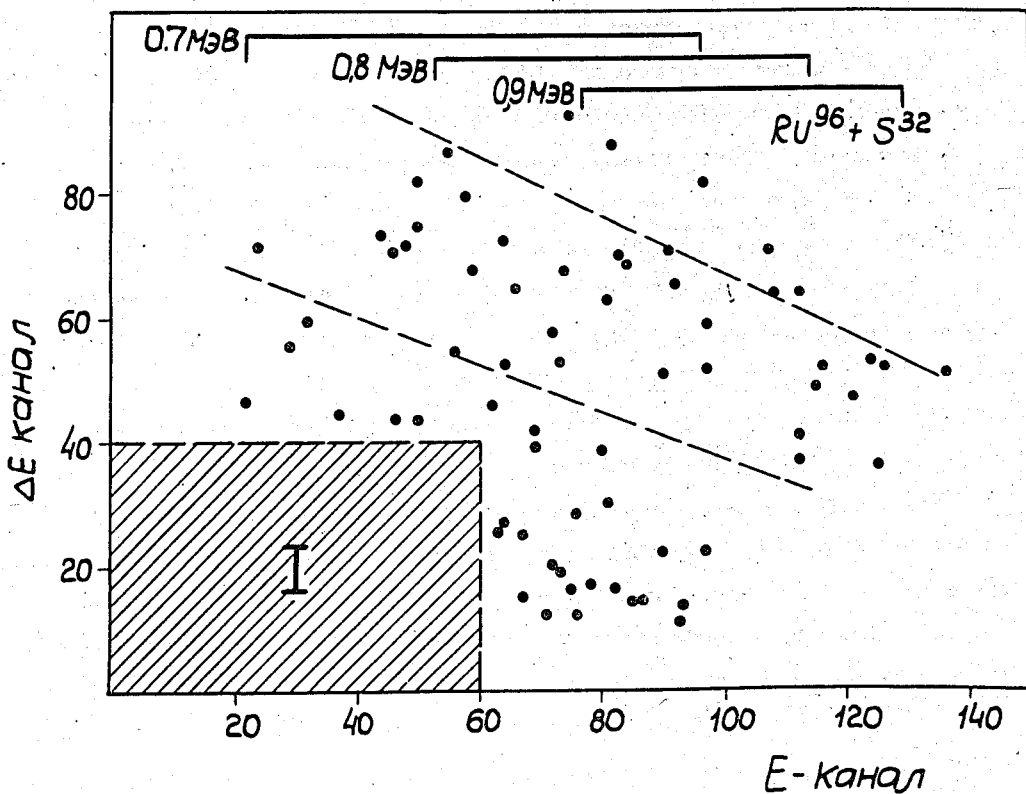


Рис. 9.  $\Delta E$ - $E$  спектр импульсов при давлении в счетчике 100 тор. Пояснения калибровочных линий - в тексте.

рения распада. Это было сделано для того, чтобы "обогащить" спектр короткоживущей активностью. На плоскости  $\Delta E, E$  выделена полоса, в которую по расчету должны попасть импульсы от протонов с  $E < 0,9$  Мэв. В расчете учитывались разброс энергий за счет тормозного объема и разрешение счетчиков. Показаны также участки этой полосы для протонов с энергией 0,7; 0,8; 0,9 Мэв. Центр тяжести распределения импульсов, отвечающих мягким протонам, соответствует энергии 0,8 Мэв. Период полураспада этой группы измерялся также и в режиме  $\Delta t_1 = \Delta t_2 = 1$  сек. При этом получено  $T_{1/2} = (0,64 \pm 0,42)$  сек.

Суммарный выход двух групп мягких протонов  $\sim 1/300$  от выхода запаздывающих протонов<sup>x/</sup>.

3. Были проведены следующие фоновые опыты: а) Облучалась мишень из  $^{96}\text{Ru}$  с поглотителем для ядер отдачи ( $|A|$ , 9 мк). Энергия ионов  $^{32}\text{S}$  на выходе в масс-сепаратор была такой же, как и в рабочих условиях. Этот опыт был сделан для того, чтобы оценить возможный вклад от легких протонных излучателей, которые могли образоваться за счет различных реакций из легких ядер (сера, алюминий). Было показано, что интенсивность счета при этом не превышает фон без пучка. б) В качестве мишени использовалась фольга из ниобия. В результате длительного облучения было получено, что интенсивность счета в области амплитуд, отвечающих протонам с  $E < 1,0$  Мэв, в  $5,0 \pm 1,5$  раза меньше, чем в случае мишени из  $^{96}\text{Ru}$ .

4. Мы не проводили детального измерения функции возбуждения для излучателей мягких протонов, поскольку выход слишком мал, чтобы выполнить полный набор экспериментов. Однако найдено, что при уменьшении энергии пучка от 240 Мэв выход мягких протонов падает. Повышать

---

<sup>x/</sup> Это отношение меньше, чем указанное в /6/, т.к. здесь учтено занижение счета запаздывающих протонов за счет порогов в каналах первого и третьего счетчиков.

энергию мы не могли, т.к. при этом возрастала доля пучка, попадающего на входное окно счетчика, и оно быстро разрушалось.

#### IV. Эксперименты с методикой газовой струи

1. Ввиду крайне низкого уровня эффекта мы считали важным попытаться наблюдать его с совершенно иной методикой. Поскольку период полураспада излучателя мягких протонов оказался относительно большим, мы использовали сравнительно медленную методику газового собирания ядер отдачи. Этот метод был развит Макфарланом и Гриффитом<sup>/11/</sup>. Наша установка подробно описана в<sup>/12/</sup>. Мишень помещается на входе небольшой цилиндрической камеры ( $\phi = 20$  мм,  $l = 30$  мм), через которую непрерывно прокачивается газ ( $Ar$  или воздух при  $p = 700$  тор). Ядра отдачи, вылетающие из мишени, тормозятся и увлекаются газом, который вытекает в виде струи через тefлоновый капилляр ( $\phi = 0,8$  мм,  $l = 40$  мм) в другую камеру, находящуюся под непрерывной откачкой форвакуумным насосом ВН-1. Струя попадает на алюминиевый диск-сборник, и ядра отдачи адсорбируются на его поверхности. Сборник периодически поворачивается на угол  $45^\circ$ , и собранная активность помещается перед телескопом из двух пропорциональных счетчиков и кремниевым поверхностно-барьерным детектором<sup>/13/</sup>. В опытах, описанных ниже, сборник поворачивался 1 раз в 3 секунды, время поворота  $< 0,1$  сек.

Пропорциональные счетчики имеют плоскую геометрию, внутренний размер каждого  $26 \times 20 \times 3$  мм. Толщина счетчика - 3 мм. Вакуумное входное окно сделано в стенке первого счетчика. Это - круглое отверстие диаметром 8 мм, заклееное никелевой фольгой толщиной 1,0 мк. Мы специально отказались от опорных сеток для тонких вакуумных пленок для того, чтобы уменьшить вклад рассеяния запаздывающих

протонов на краях, которое может дать фон в области малых энергий. Между счетчиками - свободная коллодиевая пленка ( $45 \text{ мкг/см}^2$ ), запыленная с обеих сторон золотом ( $50 \text{ мкг/см}^2$ ). Между вторым счетчиком и детектором также коллодиевая пленка ( $45 \text{ мкг/см}^2$ ), покрытая слоем золота ( $50 \text{ мкг/см}^2$ ).

Использовались вольфрамовые нити толщиной 6 мк. Столь тонкие нити были выбраны для того, чтобы устранить фон, связанный со "смягчением" запаздывающих протонов в результате прохождения через нить. Для смеси  $\text{Ar}$  (95%) +  $\text{CH}_4$  (5%) при давлении 100 тор рабочее напряжение составляла 460 в.

Применявшийся нами телескоп отличается от известной системы для идентификации заряженных частиц по  $\Delta E \times E$  тем, что вместо одного пропорционального счетчика ( $\Delta E$ ) мы используем два. Это делается для существенного подавления  $\beta$ -фона. Средняя удельная ионизация  $\beta$ -частиц сплошного спектра в десятки раз меньше удельной ионизации протонов с энергией  $\sim 1,0$  Мэв. Однако эффект, который мы изучаем, имеет интенсивность на уровне  $10^{-6} - 10^{-7}$  от интенсивности  $\beta$ -частиц. Поэтому опасность могут представлять весьма незначительные "хвосты" спектра импульсов от электронов. Для амплитуд, превышающих среднюю в десятки раз, определяющий вклад приходится на случаи, когда рассеянный электрон движется вдоль счетчика, поскольку продольный размер его на порядок больше поперечного. Это приводит к тому, что в каждом из двух счетчиков (равно как и в полупроводниковом детекторе) хвосты распределений импульсов со стороны больших амплитуд формируются независимо, т.е. большим амплитудам от электронов в одном счетчике соответствуют, в среднем, малые в другом. Поэтому использование тройных совпадений в качестве разрешающего импульса снижает  $\beta$ -фон дополнительно в  $N\beta / n\beta$  раз, где  $N\beta$  - полная  $\beta$ -загрузка второго счетчика,  $n\beta$  - счет  $\beta$ -частиц второго

счетчика выше порога схемы совпадений. В нашем случае этот фактор ослабления был ~ 20.

Толщина обедненного слоя в кремниевом детекторе ~ 40 мк. Этим также достигалось дополнительное подавление  $\beta$ -фона. Проводился од-новременный амплитудный анализ импульсов с первого пропорционально-го счетчика ( $\Delta E$ ) и полупроводникового детектора ( $E$ ) и измерялось время их появления после момента подхода сборника к телескопу. Для контроля за эффективностью сбора ядер отдачи параллельно измерялось число запаздывающих протонов. На плоскости  $\Delta E$ - $E$  запаздывающие про-тоны группировались в области малых амплитуд из-за неполного торможения в обедненном слое детектора.

2. Было проведено длительное облучение мишени из  $^{96}\text{Ru}$  ионами серы с энергией ~ 240 Мэв. Для выделения на плоскости  $\Delta E$ - $E$  области, куда попадают импульсы от мягких протонов, были сделаны калибровоч-ные измерения со спектром запаздывающих протонов, прошедших через алюминий толщиной 70 мк. Так же, как и в опытах с БЭМС, было установлено, что наиболее опасным источником фона является "хвост" от спектра запаздывающих протонов. Для того чтобы непосредственно установить величину этого фона, было проведено облучение мишени из  $^{96}\text{Ru}$  ионами  $^{16}\text{O}$  с энергией 83 Мэв, отвечающей максимуму выхода  $^{109}\text{Te}$  - излучателя запаздывающих протонов. Использование комбинации  $^{96}\text{Ru} + ^{16}\text{O}$  в качестве фоновой могло привести только к некоторому за-вышению фона, т.к. средняя энергия запаздывающих протонов  $^{109}\text{Te}$  ниже, чем у более тяжелых элементов.

На рис. 10 приведены спектры импульсов полупроводникового де-тектора из области на плоскости  $\Delta E$ - $E$ , отвечающей протонам с энергией (0,5 - 1,2) Мэв. При калибровке шкалы энергии учитывалось тормо-жение протонов во входном окне и пропорциональных счетчиках. Спектр "а" получен при облучении  $^{96}\text{Ru}$  ионами  $^{32}\text{S}$  в течение 30 часов, спектр "в" получен при облучении  $^{96}\text{Ru}$  ионами  $^{16}\text{O}$  в течение 10 часов.

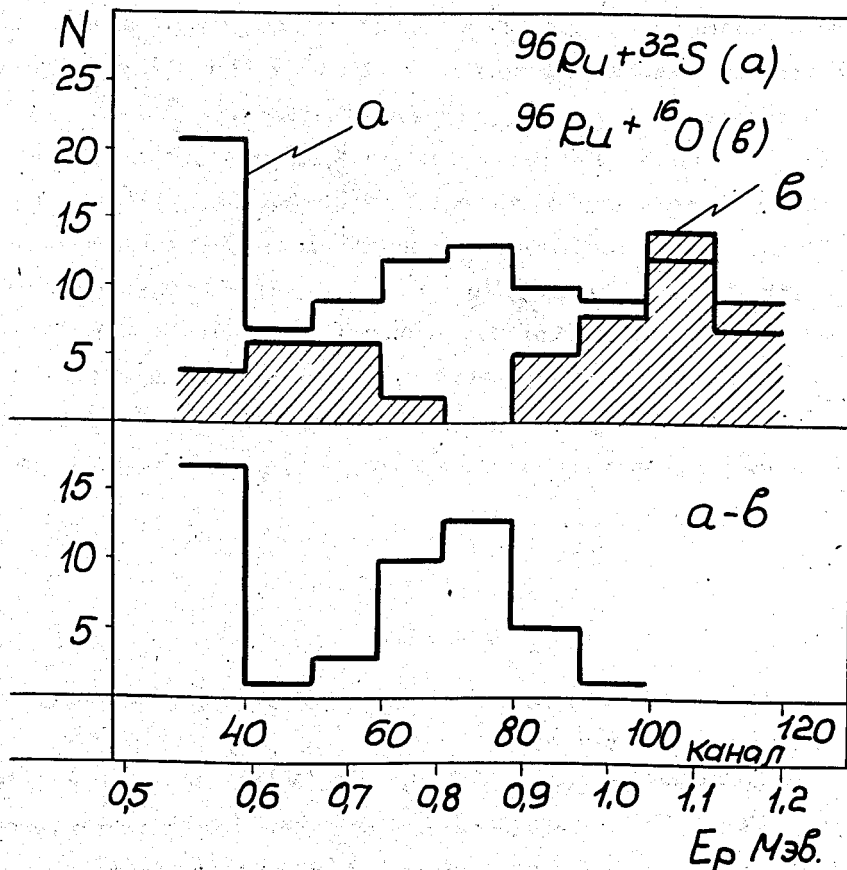


Рис. 10. Мягкая часть спектров протонов, испускаемых продуктами реакций  $^{96}\text{Ru} + ^{32}\text{S}$  (а) и  $^{96}\text{Ru} + ^{16}\text{O}$  (б). Спектры отнормированы к одному числу запаздывающих протонов. На нижней части рисунка - разность двух спектров.

В первом случае зарегистрировано около  $5 \cdot 10^4$  запаздывающих протонов, во втором - примерно в 1,5 раза меньше. Для сравнения спектры отнормированы к одинаковому числу запаздывающих протонов. Сравнение спектров указывает на наличие в первом случае группы мягких протонов с центром тяжести при энергии  $(0,83 \pm 0,05)$  Мэв. Рост интенсивности в области ниже 0,6 Мэв связан с  $\beta$ -фоном.

На рис. 11 показано временное распределение импульсов этой группы. Оно соответствует периоду полураспада  $T_{1/2} = (1,4 \pm 0,8)$  сек.

Основная доля запаздывающих протонов не представлена в спектрах на рис. 10 из-за специального отбора по  $\Delta E$ . Средний период полураспада запаздывающих протонов в опытах с пучком серы оказался равным  $(7,2 \pm 0,5)$  сек для 10-секундного интервала измерения. При более длительном измерении кривую распада для запаздывающих протонов удается разложить на две экспоненты с  $T_{1/2} = (12,5 \pm 1,5)$  сек и  $T_{1/2} = (3,5 \pm 1,0)$  сек.

## V. Обсуждение

Результаты, представленные в настоящей работе, можно просуммировать следующим образом:

1. При облучении пучками ионов  $^{32}\text{S}$  и  $^{35}\text{Cl}$  мишеней из  $^{96}\text{Ru}$ ,  $^{102}\text{Pd}$ ,  $^{106}\text{Cd}$  и  $^{112}\text{Sn}$  наблюдается образование новых излучателей запаздывающих протонов, являющихся нейтронодефицитными изотопами редкоземельных элементов от неодима до гольмия.

2. В экспериментах с газонаполненным масс-сепаратором при анализе протонного спектра продуктов реакции  $^{96}\text{Ru} + ^{32}\text{S}$  получено указание на наличие двух групп малоэнергетических протонов: для первой -  $E_p \approx 0,8$  Мэв,  $T_{1/2} = (0,6 \pm 0,3)$  сек, для второй -  $E_p = (1,2 \pm 0,1)$  Мэв,  $T_{1/2} = (2,1 \pm 0,6)$  сек.



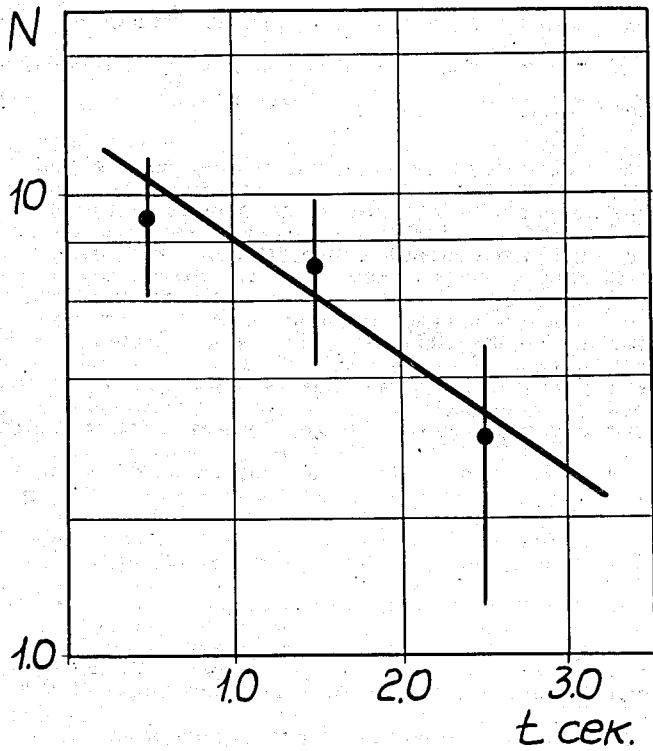


Рис. 11. Временная зависимость интенсивности группы протонов с энергией ~ 0,83 Мэв.

В первую очередь привлекает внимание первая из этих групп, поскольку именно она может быть связана с протонным распадом из основного состояния.

3. Протонный спектр активности, образующейся при облучении  $^{96}\text{Ru}$  серой, исследовался также с методикой, в которой активность собиралась с помощью газовой струи. В этих экспериментах удалось выделить первую группу мягких протонов. Центр тяжести ее приходится на энергию  $(0,83 \pm 0,05)$  Мэв, период полураспада -  $(1,4 \pm 0,8)$  сек.

Эти результаты в пределах ошибок согласуются с тем, что получено в опытах с сепаратором. Вторую группу мягких протонов выделить не удалось, она "утонула" в фоне запаздывающих протонов. Интенсивность группы с энергией 0,83 Мэв составляет около  $10^{-3}$  от счета запаздывающих протонов. Это отношение примерно в 2 раза меньше, чем в экспериментах с сепаратором. Такое расхождение можно объяснить тем, что протонные излучатели образуются не только в результате реакций с испарением нуклонов, но и за счет реакций с вылетом  $\alpha$ -частиц. Некоторое различие в угловых распределениях продуктов этих реакций <sup>/14/</sup> приведет к тому, что из-за малого входного угла эффективность сепаратора будет меньше в случае реакций второго типа. Если предположить, что излучатель мягких протонов появляется в результате испарения нуклонов из составного ядра, то в опытах с сепаратором отношение скоростей счета мягких и запаздывающих протонов будет больше отношения сечений. В экспериментах с методикой газовой струи эти два отношения должны совпадать, т.к. эффективность здесь практически не чувствительна к малым различиям в угловых распределениях ядер отдачи.

4. При исследовании эффектов с малым выходом особую важность имеет вопрос фона. Мы тщательно изучали такие источники фона как электромагнитные наводки, многократное рассеяние  $\beta$ -частиц в теле-

скопе, аппаратурное "смягчение" спектра запаздывающих протонов. Появление группы протонов с энергией  $\sim 0,83$  Мэв не удается объяснить фоновыми эффектами. Мы полагаем, что эта протонная группа возникает в результате распада ядра из основного состояния. Полученные результаты не противоречат предположению, что это ядро  $^{121}\text{Pr}$ , образующееся за счет реакции с испусканием протона и 6 нейтронов, хотя мы не исключаем, что это может быть и легкий изотоп лантана.

По оценкам, собственное время жизни протонов с энергией 0,8 Мэв в ядре  $^{121}\text{Pr}$  для  $\ell_p = 2$  порядка 0,1 сек (ВКБ - приближение,  $r_0 = 1,4$ ). Эта величина меньше, чем измеренный нами период полураспада. Однако надо иметь в виду, что точность расчета невелика из-за сильной зависимости вероятности туннельного эффекта от  $r_0$ , формы кулоновского барьера, значения  $\ell_p$  и энергии протона. По-видимому, измеренный период полураспада для группы с энергией  $\sim 0,83$  Мэв определяется непосредственно вероятностью туннельного прохождения протона сквозь кулоновский барьер и конкурирующим  $\beta^+$ -распадом.

Выход излучателя протонов с энергией 0,83 Мэв крайне низок, он отвечает сечению порядка  $10^{-31}$ . Это потребовало длительного времени работы на пучке циклотрона для получения описанных здесь результатов. С другой стороны, низкий выход излучателя не позволил провести достаточно полный набор опытов, чтобы делать более определенные выводы. Необходимы дополнительные эксперименты после существенного увеличения чувствительности метода.

Авторы благодарны акад. Г.Н. Флерову за поддержку работы, Б.А. Загеру и группе эксплуатации циклотрона за обеспечение облучений, Г.М. Тер-Акопяну за участие в разработке масс-сепаратора.

## Л и т е р а т у р а

1. G.T.Garvey, W.J.Gerace, R.L.Jaffe, I.Talmi, I.Kelson, Rev-Mod.Phys., v.41, No. 4, Pt. II, S.1 (1969).
2. N.Zeldes, A.Grill, A.Simievic. Mat.Fys.Skr.Kong.Dan. Vid.Selsk., 3, No.5 (1967).
3. E.Comay, S.Liran, T.Wagman, N.Zeldes. Proc. of Int. Conf. on the Prop. of Nucl. far from Reg. of Stability, Leysin, Switz., v.1, 165 (1970).
4. V.A.Karnaukhov, G.M.Ter-Akopyan, L.S.Vertogradov, L.A.Petrov. Nucl.Phys., A90, 23 (1967).
5. V.A.Karnaukhov, D.D.Bogdanov, L.A.Petrov. Proc. of Int. Conf. of the Prop. of Nucl. far from the Reg. of Beta-Stab., Leysin, Switz., v.1, 45 (1970).
6. Д.Д. Богданов, В.П. Бочин, В.А. Карнаухов, Л.А. Петров, Межд. конф. по физике тяжелых ионов, Дубна, 1971.
7. С.В.Fulmer, В.Л.Cohen. Phys.Rev., 109, 94 (1958).
8. И. Бачо, Д.Д. Богданов, Ш. Дароци, В.А. Карнаухов, Л.А. Петров, Г.М. Тер-Акопян. ПТЭ 2, 43 (1970).  
Л.А. Петров, В.А. Карнаухов, Д.Д. Богданов. ЖЭТФ, 59, 1926 (1970).
9. В.В.Fefilov, L.P.Chelnokov. Proc. Ispra Nucl. Electr. Symp., 1969, EURATOM, p. 259.
10. P.Hornshøj, K.Wilsky, P.G.Hansen, B.Jonson, O.B.Nielsen. Phys.Lett., 34B, 591 (1971).
11. R.D.Macfarlane, R.Griffioen. Nucl.Instr.and Meth., 24, 461 (1963).
12. Д.Д. Богданов, Ш. Дароци, В.А. Карнаухов, Л.А. Петров, Г.М. Тер-Акопян. ЯФ, 6, 893 (1967).
13. Д.Д. Богданов, В.А. Карнаухов, Л.А. Петров. Препринт ОИЯИ Р13-6261, Дубна, 1972.
14. С.А. Карамян, В.А. Друин, Ю.Ц. Оганесян. Препринт ОИЯИ 1670, Дубна, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 марта 1972 года.