

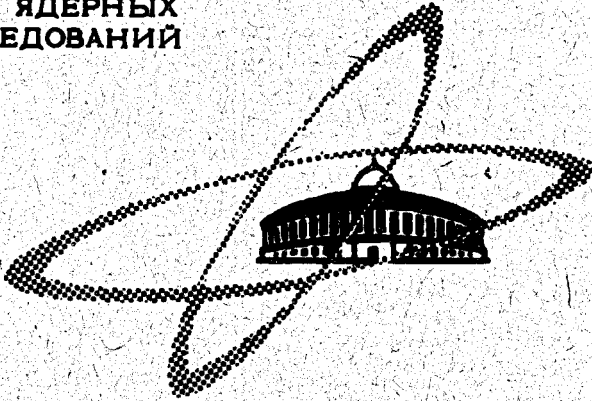
Б-91

ЯФ, 1970, т. II, в. 4, с. 795-799 ^{10/8-69}

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 4609



Г.Г.Бунатян, В.С.Евсеев, Л.Н.Никитюк,
В.Н.Покровский, В.Н.Рыбаков, И.А.Ютландов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ
ВЕРОЯТНОСТИ ПРОЦЕССА (μ^-, ν)
НА ЯДРАХ ^{27}Al , ^{28}Si , ^{51}V

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1969

P1 - 4609

Г.Г.Бунатян, В.С.Евсеев, Л.Н.Никитюк,
В.Н.Покровский, В.Н.Рыбаков, И.А.Ютландов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ
ВЕРОЯТНОСТИ ПРОЦЕССА (μ^-, ν)
НА ЯДРАХ ^{27}Al , ^{28}Si , ^{51}V

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
Библиотека

8072/2 ч.

1. В в е д е н и е

В настоящее время измерены полные вероятности захвата отрицательных мюонов для большого числа ядер. Результаты этих работ показали, что при теоретических вычислениях необходимо учитывать коллективные эффекты в ядре (остаточное взаимодействие нуклонов) (см., например, /1/).

С точки зрения дальнейшего сравнения теории и эксперимента, по-видимому, целесообразно измерять парциальные вероятности захвата на отдельные группы уровней ядра-продукта, например, на связанные состояния ядра-продукта. Иными словами, представляет интерес измерить относительные вероятности процессов (μ^- , ν), т.е. процесса захвата отрицательных мюонов ядрами, не сопровождающегося испусканием нуклонов или групп нуклонов. Для сравнения экспериментальных данных с теорией можно воспользоваться схемой расчётов (а в ряде случаев и промежуточными результатами) работы /2/, где методом теории конечных ферми-систем проведены численные расчёты полной вероятности захвата μ^- -мезона примерно для 30 сферических ядер.

Целью настоящей работы являлось измерение относительной вероятности процесса (μ^-, ν) на ядрах ^{27}Al , ^{28}Si , ^{51}V .

2. Постановка эксперимента

В данном случае для определения вероятности W процесса (μ^-, ν) целесообразно было использовать активационный метод, т.е. наблюдение продуктов реакции по их радиоактивности (без предварительного химического выделения). Искомая вероятность определялась при этом как

$$W = A_{\infty} / N_{\mu^-}, \quad (1)$$

где A_{∞} — активность ядра-продукта, приведенная к бесконечному времени облучения, N_{μ^-} — число μ^- -мезонов, захватываемых ядрами мишени в единицу времени.

Формула (1) справедлива для случая постоянной интенсивности пучка мезонов. Изменения интенсивности во времени могут быть учтены известными методами (см., например, /3/).

Схема опыта, проводившегося на мезонном канале синхроциклотрона ЛЯП ОИЯИ, показана на рис. 1. Она аналогична применявшейся нами ранее /4/ с той только разницей, что счётчик антисовпадений (4) был выполнен в форме "корыта" для более эффективного исключения мезонов, не остановившихся в мишени.

Поскольку эксперименты проводились без химического выделения продуктов реакции, необходимо было принять меры для предотвращения активации мишени медленными нейтронами, присутствующими в экспериментальном зале. Практически полное подавление активации

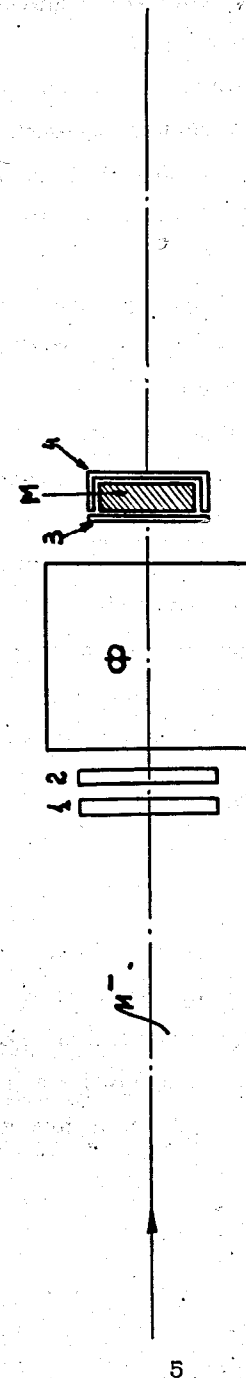


Рис. 1. Схема эксперимента. 1, 2, 3, 4 — сцинтилляционные счётчики, Φ — графитовый фильтр, M — мишень.

достигалось экранированием мишени вместе со счётчиками 3 и 4 кадмиевым кожухом толщиной 0,5 мм.

В качестве мишеней использовались элементарные Al, Si и V в виде мелкой крошки, помещенные в полиэтиленовый пакет и пенополистироловый контейнер прямоугольной формы. Вес мишеней составлял ≈ 200 г, вес упаковки — от 5 до 10 г. Толщина мишени в направлении пучка — $4,5 + 5,0$ г/см².

Число мезонов, захватываемых ядрами мишени, определялось следующим образом. Во время опыта регистрировалось суммарное число отсчётов монитора (совпадения (12)) и его изменение во времени. Чтобы перейти от него к числу остановок в мишени до начала рабочих измерений и после них, на контрольной мишени определялось соотношение числа отсчётов монитора и числа остановок (совпадения (13 $\bar{2}$ 4)), а также поправка на остановки в счётчике 3 и кадмиевом кожухе. Кроме того вводились поправки на просчёты из-за мертвого времени регистрирующей аппаратуры (определяемые преимущественно загрузкой мониторных счётчиков), на остановки в контейнере мишени, на изотопный состав мишени и распад связанного мезона. Последняя имеет вид:

$$\frac{\Lambda - R \Lambda_0}{\Lambda}, \quad (2)$$

где Λ — полная вероятность исчезновения мюона, связанного в атоме мишени, Λ_0 — вероятность распада свободного мюона, R — коэффициент, учитывающий отличие распада связанного мюона от свободного. Величины Λ для соответствующих ядер брались из данных^{/5/}, значения Λ_0 — из таблиц^{/6/}, а коэффициент R получали интерполяцией расчётов работы^{/7/}.

С учётом характеристик плато в счёте (12), (12)3 и (12)34 и погрешностей в поправочных коэффициентах точность, с которой определялось абсолютное число остановок на ядрах мишени, составляла 3-4% при работе с растяжкой пучка и 5-6% - при работе без растяжки.

Измерение активности ядер-продуктов производилось с помощью сцинтилляционного γ -спектрометра с кристаллом NaJ(Tl) размером 100 x 100 мм. Основные характеристики ^{18/} ядер-продуктов, использовавшиеся нами для расчётов A_{∞} , приведены в таблице 1.

Таблица 1

Мишень	Ядро-продукт	E_{γ} , кэВ	η , %	$T_{1/2}$, мин
²⁷ Al	²⁷ Mg	840	70	9,46
²⁸ Si	²⁸ Al	1780	100	2,31
⁵¹ V	⁵¹ Ti	320	95	5,79

Облученная мишень (длительность облучения составляла 20-30 минут) быстро переносилась к спектрометру и устанавливалась в фиксированном положении. Измерения осуществлялись с помощью анализатора АИ-4096 измерительного центра ЛЯП. Набор спектра производился в течение заданного промежутка "живого" времени в последовательные группы по 128 каналов. Таким образом, ядра-продукты идентифицировались по энергии характерных γ -линий и периоду полураспада.

Для определения фона мишени облучались без графитового фильтра, т.е. на пучке быстрых μ^- -мезонов. Измеренные спектры в этом случае не содержали чётких γ -линий и при обработке результатов принимались за фоновые.

На рис. 2-4 приведены интересующие нас участки γ -спектров (с вычтенным фоном), полученных для мишеней ^{27}Al , ^{28}Si и ^{51}V . Интенсивность γ -линий на момент конца облучения вычислялась методом наименьших квадратов, причём период полураспада считался фиксированным параметром.

Эффективность фоторегистрации для источников, распределенных по всему объему мишени, определялась нами следующим образом.

На сцинтилляционном спектрометре с кристаллом NaJ(Tl) размером 70 x 70, абсолютная фотоэффективность которого была определена с точностью 3-4%, были измерены активности квазиточечных источников (≈ 50 мг вещества) с γ -линиями, энергия которых близка к энергии γ -линий ядер-продуктов (^{54}Mn , $E_\gamma = 835$ кэв; ^{88}Y , $E_\gamma = 1830$ кэв; ^{51}Cr , $E_\gamma = 320$ кэв). Эти источники затем распределялись (энергичным встряхиванием) по объему контрольной необлученной мишени. После этого производилось измерение активности на γ -спектрометре с кристаллом NaJ(Tl) размером 100 x 100 мм в тех же самых условиях, что и измерения рабочих мишеней. Из сравнения полученных на этих двух спектрометрах значений активности определялась эффективность фоторегистрации нашей измерительной системы.

Суммарная погрешность определения активности на момент конца облучения (без учёта погрешностей в схемах распада) составляла 6-8%. При этом наибольший вклад вносит систематическая погрешность в определении эффективности фоторегистрации, которая может достигать 5%.

3. Результаты и обсуждение

Измеренные нами относительные вероятности реакции (μ^-, ν) приведены в таблице 2. Экспериментальные результаты представляют собой

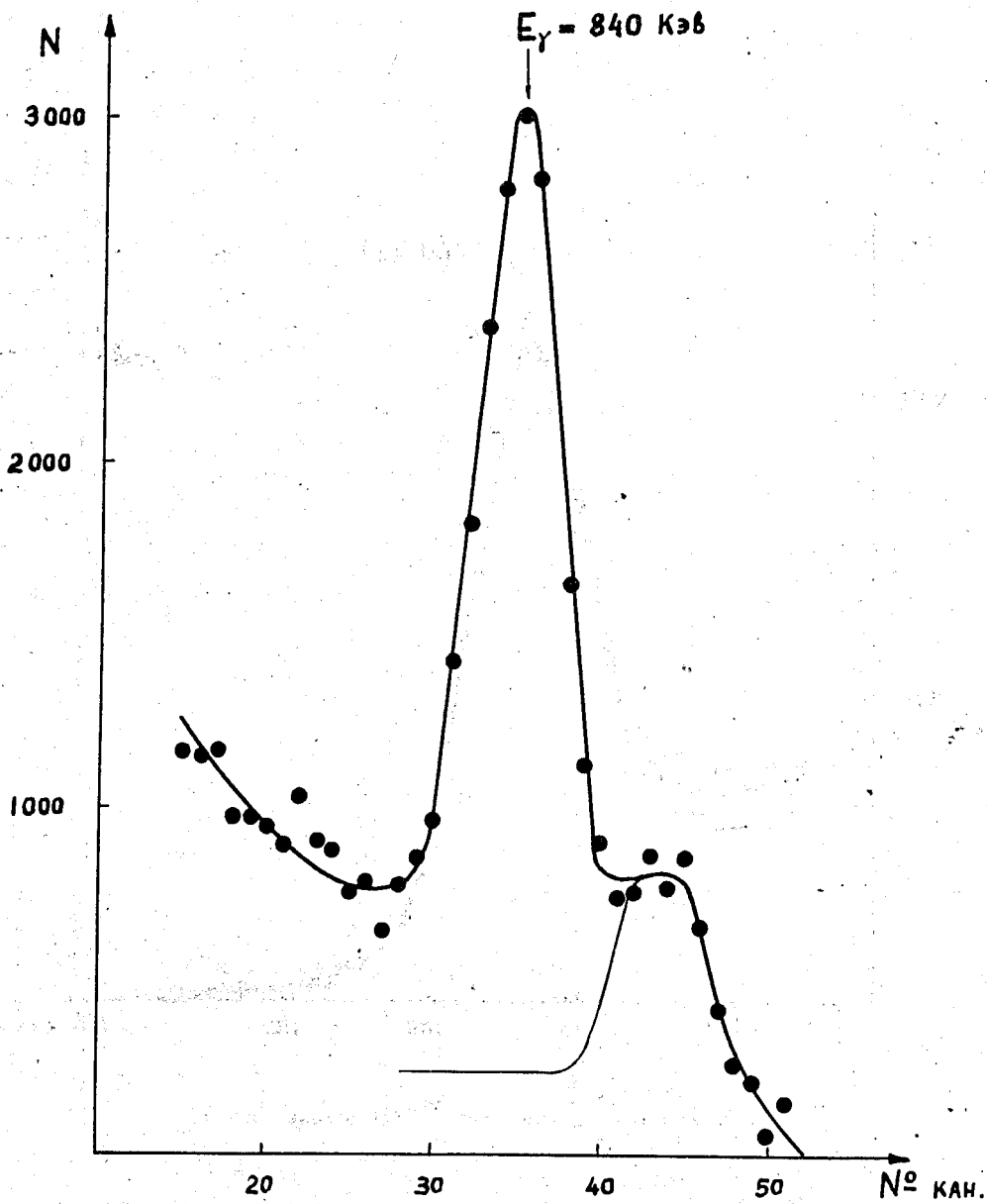


Рис. 2. Участок γ - спектра ^{27}Mg (мишень Al).

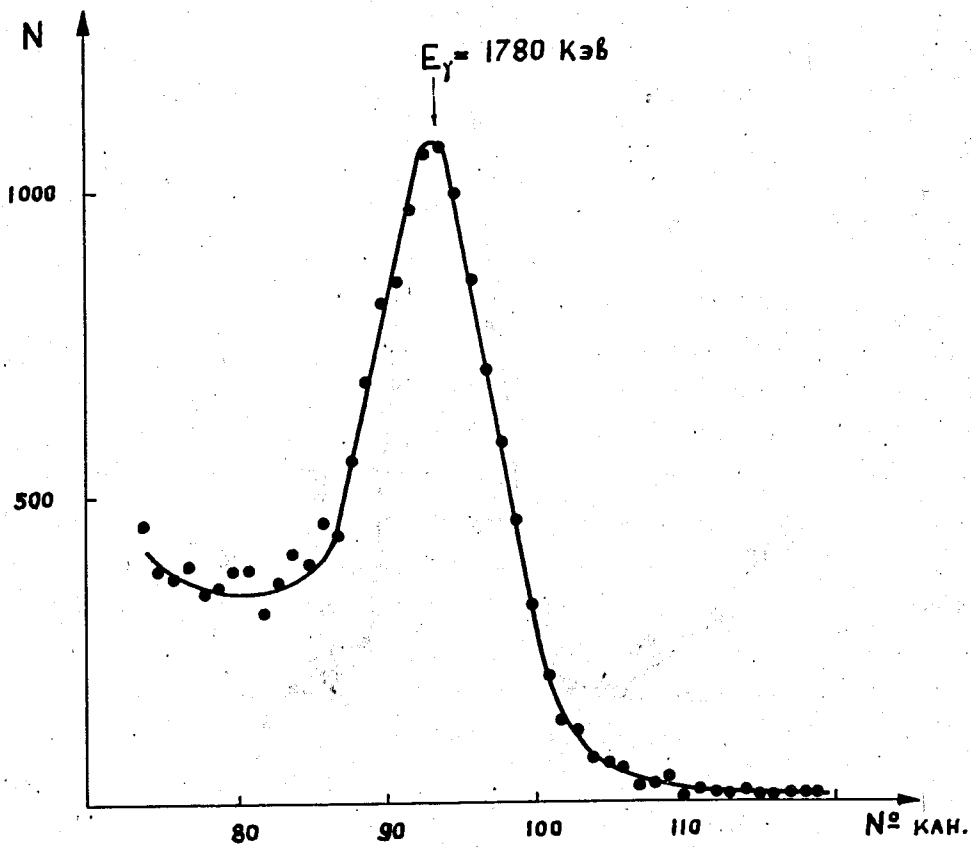


Рис. 3. Участок γ -спектра ^{28}Al (мишень Si).

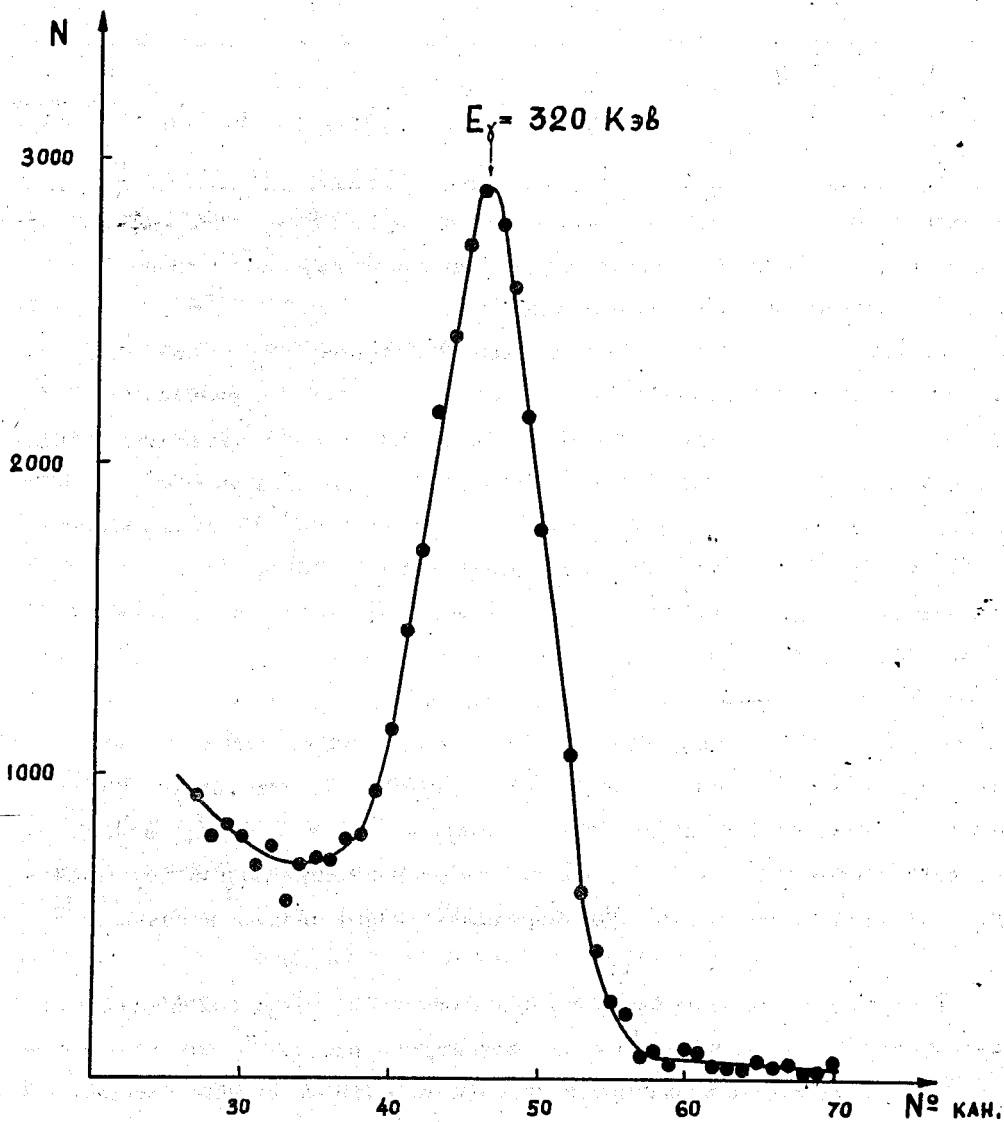


Рис. 4. Участок γ - спектра ^{51}Ti (мишень V).

Таблица 2

Ядро-мишень	Ядро-продукт	$W_{\mu^-, \nu}, \%$ (наши данные)	$W_{\mu^-, \nu}, \%$ (данные работы /9/)	$W_{\mu^-, \nu}, \%$ (теоретич.)
^{27}Al	^{27}Mg	10±1	8±4	6
^{28}Si	^{28}Al	28±4	36±6	4,5; 38
^{51}V	^{51}Ti	10±1	-	15

средние из 5-7 определений, а указанные погрешности - полную средне-квадратичную ошибку, не учитывающую, однако, погрешности из-за неточностей в схемах распада ядер-продуктов.

Заметим, что приведенная в таблице 2 величина $W_{\mu^-, \nu}$ для ^{28}Si получена с учётом образования ^{28}Al из ^{29}Si и ^{30}Si по реакциям $(\mu^-, \nu p)$ и $(\mu^-, \nu 2p)$ соответственно. Для оценки этого эффекта мы воспользовались данными работы /9/, пересчитанными к вероятностям $W_{\mu^-, \nu p}$ подобно тому, как это было указано в /4/. Если бы ^{28}Al образовывался только из ^{28}Si , то $W_{\mu^-, \nu}$ составляло бы (31±3)%.

Заметим также, что в γ -спектре облученного кремния, кроме ^{28}Al , наблюдался также ^{29}Al , который мог образоваться по реакциям $^{29}\text{Si}(\mu^-, \nu)$ и $^{30}\text{Si}(\mu^-, \nu p)$. Из интенсивности γ -линии ^{29}Al ($E_\gamma = 1280$ кэВ) следует, что относительные вероятности указанных реакций составляют 20-35% и 30-50% соответственно. Из-за малого и близкого относительного содержания ^{29}Si и ^{30}Si (4,7 и 3,1% соответственно) в природном кремнии эти цифры могут рассматриваться лишь как грубые оценки, не противоречащие нашим данным и данным /9/ по ^{28}Si .

Вероятности захвата μ^- -мезонов без последующего испускания нейтронов $W'_{\mu^-, \nu}$, вычисленные по результатам работы /9/ для ^{27}Al и ^{28}Si , приведены в четвертой колонке таблицы 2. Вообще говоря,

величины $W_{\mu^-, \nu}$ должны быть несколько больше $W_{\mu^-, \nu}$ за счёт вылета заряженных частиц, не сопровождающегося вылетом нейтронов. Из таблицы 2 видно, что если такое превышение и есть, то оно невелико. Для более уверенных заключений точность эксперимента явно недостаточна.

В последней колонке таблицы 2 приведены теоретические оценки $W_{\mu^-, \nu}$, полученные методом теории конечных ферми-систем /2,4/.

Для теоретической оценки $W_{\mu^-, \nu}$ на ^{28}Si даны два значения: 4,5% и 38%. Это связано с тем, что уровень 1^+ , заселяющийся при захвате ядром ^{28}Si отрицательного мюона с наибольшей вероятностью, расположен вблизи границы дискретного спектра. Его энергия, рассчитанная теоретически, равна $\approx 8,1$ Мэв, в то время как энергия связи нейтрона в ядре - продукте составляет 7,7 Мэв. Нетрудно видеть, что сравнительно небольшая ошибка в определении положения этого уровня может существенным образом изменить значение теоретической оценки. Приведенные в таблице 2 цифры и соответствуют двум возможным вариантам: $W_{\mu^-, \nu} = 38\%$, если уровень 1^+ находится в пределах дискретного спектра, $W_{\mu^-, \nu} = 4,5\%$, если уровень 1^+ находится в области непрерывного спектра.

Измеренное для ^{28}Si значение $W_{\mu^-, \nu} = (28 \pm 4)\%$ показывает, что, видимо, реализуется первый вариант. Тем не менее экспериментальное значение все же ниже теоретического.

Заметим, что для полных вероятностей захвата мюона согласие заметно лучше: экспериментальные /5/ и теоретические величины (в единицах 10^5 сек^{-1}) составляют $7,00 \pm 0,05$ и $8,0$ для ^{27}Al ; $8,49 \pm 0,03$ и $9,16$ для ^{28}Si ; $31,9 \pm 0,6$ и $27,2$ для ^{51}V соответственно.

Различие экспериментальных и теоретических оценок $W_{\mu^-, \nu}$ для исследованных ядер, равно как и для ^{56}Fe /4/, не слишком удивительно, если учесть, что в рассматриваемых нами сравнительно легких ядрах

теоретические значения $W_{\mu, \nu}^-$ практически полностью определяются захватом на малое число уровней дискретного спектра ядра-продукта, причем, как правило, преимущественно на один из них. Поэтому любые погрешности, как в определении вероятности перехода на него, так и его положения, резко сказываются на теоретической оценке $W_{\mu, \nu}^-$. В принятой же нами схеме расчёта такие погрешности, по-видимому, обусловлены пренебрежением эффектами смешивания конфигураций и спаривания.

В тяжелых ядрах, имеющих богатый спектр возбужденных состояний, этот эффект должен сказываться гораздо слабее. Поэтому представляет интерес измерить вероятность $W_{\mu, \nu}^-$ на сферических ядрах с большими A и Z .

В заключение авторы приносят искреннюю благодарность Т.Козловскому, И.Войтковской, В.С.Роганову и персоналу измерительного центра ЛЯП за помощь при выполнении настоящей работы.

Л и т е р а т у р а

1. В.В.Балашов, Р.А.Эрамлян. Препринт ОИЯИ P2-3258, Дубна 1967.
2. Г.Г.Бунатян. ЯФ, 3, 833, 1966.
3. G.Rudstam. Spallation of Medium Weight Elements, Uppsala, 1956.
4. Г.Г.Бунатян, В.С.Евсеев, Л.Н.Никитюк, А.А.Николина, В.Н.Покровский, В.С.Роганов, Л.И.Смирнова, И.А.Ютландов. Препринт ОИЯИ P15-4008, Дубна 1968 (ЯФ, в печати).
5. M.Eckhause, R.T.Siegel, R.E.Welsh and T.A.Filippas. Nucl.Phys., 81, 575 (1966).
6. A.H.Rosenfeld et al. "Rev. of Particle Properties" UCRL 8030, Aug. 1968.

7. R.W.Huff. Ann. of Phys., 16, 288 (1961).
8. C.M.Lederer, J.M.Hollander, J.Perlman. Table of Isotopes, Sixth ed., 1967.
9. B.MacDonald, J.A.Diaz, S.N.Kaplan, R.V.Pyle. Phys. Rev., 139, B1253 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел

18 июля 1969 года.